



Mesure de charges dans les matériaux semi-conducteurs et les métaux avec une méthode élasto-électrique

Basil Salame

► To cite this version:

Basil Salame. Mesure de charges dans les matériaux semi-conducteurs et les métaux avec une méthode élasto-électrique. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066160 . tel-01206491

HAL Id: tel-01206491

<https://theses.hal.science/tel-01206491>

Submitted on 29 Sep 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

École doctorale : Sciences Mécaniques, Acoustique, Électronique et Robotique de Paris

réalisée au

Laboratoire de Physique et d'Étude des Matériaux

présentée par

Basil Salamé

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

ayant pour titre

**Mesure de Charges dans les Matériaux
Semi-conducteurs et les Métaux avec une Méthode
Élasto-électrique**

soutenue le 19 Juin 2015

devant le jury composé de

Gaëlle Lissorgues	Rapporteur
Alain Sylvestre	Rapporteur
Petru Notingher	Examineur
Gerard Sou	Examineur
Stéphane Holé	Directeur de thèse

Table des matières

Préface et Remerciements	7
Introduction	11
1 Notions de physique des matériaux	15
1.1 Théorie des bandes	16
1.2 Comportement des charges dans les matériaux	19
1.2.1 Matériaux isolants à l'équilibre électrostatique	20
1.2.2 Matériaux semi-conducteurs à l'équilibre électrostatique	21
1.2.2.1 Courant électrique dans les matériaux semi-conducteurs . . .	21
1.2.2.2 Effet d'écrantage :	23
1.2.3 Matériaux conducteurs à l'équilibre électrostatique	25
1.2.3.1 Effet d'écrantage dans les matériaux conducteurs	25
1.3 Contacts entre matériaux	29
1.3.1 Contact métal/semi-conducteur	29

1.3.1.1	Accumulation	30
1.3.1.2	Déplétion	32
1.3.1.3	Inversion	33
1.3.2	Contact métal/isolant	33
1.3.2.1	Contact neutre	34
1.3.2.2	Contact bloquant	34
1.3.2.3	Contact ohmique	34
2	Méthodes de mesure de charges	37
2.1	Mesure indirecte des charges	38
2.1.1	Principe de la méthode I-V	38
2.1.2	Principe de la méthode C-V	41
2.1.3	Avantages et inconvénients	43
2.1.4	Mode opératoire et instrumentation	44
2.2	Mesure directe des charges	45
2.2.1	Méthodes thermiques	46
2.2.2	Méthode élasto-électrique	47
2.2.3	Méthode électro-élastique	49
2.2.4	Avantages et inconvénients	50
2.2.5	Instrumentation de la MOP	52
2.3	Synthèse	54

3	Analyse théorique et numérique du signal	57
3.1	Interaction élasto-électrique	57
3.1.1	Réponse électrique dans les matériaux semi-conducteurs	58
3.1.2	Réponse électrique dans le cas des matériaux isolants	59
3.1.3	Réponse électrique dans le cas des matériaux conducteurs	60
3.2	Signal de la Méthode de l'Onde de Pression	61
3.2.1	Identité de Gauss	61
3.2.2	Expression du signal	63
3.2.3	Cas d'un semi-conducteur uniforme en bande plate	66
3.2.4	Cas d'un semi-conducteur uniforme avec potentiel de contact	69
3.2.4.1	Régime d'accumulation	72
3.2.4.2	Régime de déplétion	74
3.2.4.3	Régime d'inversion	76
3.2.5	Cas d'un matériau conducteur uniforme	80
3.2.6	Cas d'un matériau conducteur en bande plate	81
3.2.7	Cas d'un matériau conducteur uniforme avec potentiel de contact	82
3.2.8	Cas d'un matériau isolant uniforme	82
3.2.9	Cas d'une jonction p-n	83
3.3	Simulation numérique du signal	88
3.3.1	Principe de simulation	88
3.3.2	Estimation du signal	89

4	Validation expérimentale	93
4.1	Échantillons métalliques	93
4.1.1	Échantillon métal/verre/métal hors tension	95
4.1.2	Analyse de l'origine des signaux	100
4.1.2.1	Réflexion de la pression à l'interface	100
4.1.2.2	Dissymétrie des longueurs d'écrantage	101
4.1.2.3	Grande capacité d'interface	101
4.1.3	Effet du matériau couplé au métal	102
4.2	Échantillons semi-conducteurs	106
4.2.1	Échantillons de Silicium uniformes	106
4.2.2	Jonctions p-n	109
4.2.2.1	Réalisation des échantillons et implémentation expérimentale	109
4.2.2.2	Dépôt des électrodes sur les échantillons	109
4.2.2.3	Identification du dopage des faces de l'échantillon	110
4.2.2.4	Qualification élastique	110
4.2.3	Résultats de mesure avec la MOP	116
4.2.4	Interprétation des résultats	117
4.2.5	Variation du métal des électrodes	118
4.2.6	Effet du dopage et de la température du collage moléculaire	120
4.2.7	Résultats de la méthode C-V	121

Introduction	125
5 Annexes	135
5.1 Notations	135
5.1.1 Grandeurs	135
5.1.2 Fonctions spéciales	140
5.2 Codes de simulation	141
5.2.1 Distribution de charges et de champ électrique	141
5.2.2 Potentiel et champ électrique de sensibilité	144

Préface et Remerciements

Le doctorat, qu'est-ce que c'est ?

Qu'est ce que cela représente ?

Avant de le commencer, le doctorat n'est qu'un rêve

En première année, ce rêve devient une interrogation

En deuxième année, cela devient une idée concrète

En troisième année, le rêve se réalise en des publications et des conférences

Enfin, il prend toute sa saveur et devient un mémoire

J'ai hâte de découvrir comment ce rêve, cette interrogation, cette idée, puis ces publications vont se transformer maintenant que la soutenance est officiellement programmée. La soutenance annonce en quelque sorte l'achèvement d'une expérience de vie qui m'a fait grandir à tout les niveaux.

Pendant trois ans et demi, le Laboratoire de Physique et d'Étude des Matériaux (LPEM, UMR 8213) de l'ESPCI m'a ouvert les bras pour réaliser ce rêve : intégrer le monde de la recherche scientifique et de l'enseignement supérieur, publier des articles, participer à deux conférences internationales¹, participer aux doctorales, suivre des formations en management et en vulgarisation scientifique, participer à l'évènement *ma thèse en 180 secondes*, faire des visites industrielles, intégrer le club théâtre de l'ESPCI ... Ces moments agréables ont été entrecoupés de moments de confusion, de fatigue et de déprime ; c'est humain et normal pendant une thèse

1. International Symposium on Electrets, Baltimore, Août 2014
Electrical Insulation Conference, Seattle, Juin 2015

de doctorat. Or grâce au bon encadrement que j'ai eu la chance d'avoir, j'ai pu surmonter ces moments difficiles, aboutir aux résultats souhaités et couronner mon doctorat par l'obtention du prix Jean Langlois de *Diffusion de la recherche* et la publication de mon travail dans le *livret des talents* de l'UPMC.

Une thèse n'est pas qu'un travail individuel et solitaire. Ce rêve n'aurait pas pu se réaliser sans la contribution d'un grand nombre de personnes qui ont manifesté de la bonne humeur et de la générosité à l'égard de mon travail :

Monsieur Stéphane Holé, l'homme de valeur scientifique et de qualité humaine, et le directeur de thèse le plus proche de la perfection qui s'y connaît en tout et qui malgré son agenda surchargé, se donne entièrement à ses étudiants. Son orientation, ses conseils généreusement transmis, son suivi, sa patience et sa gentillesse m'ont appris beaucoup de choses aux niveaux scientifique et moral et m'ont permis de progresser dans cette phase délicate de "l'apprenti-chercheur" ;

L'ensemble du personnel du LPEM, accueillant et serviable, qui a permis une ambiance agréable de travail, des discussions enrichissantes ainsi qu'une transmission du savoir pratique nécessaire à l'élaboration de mes expérimentations et mes simulations numériques. Je tiens à citer particulièrement son directeur de l'époque, Monsieur Jérôme Lesueur, pour m'avoir accueilli, manifesté de l'intérêt à l'égard de ma recherche et participé à la fabrication de nombreux échantillons testés au cours de ma thèse, son directeur actuel, Monsieur Ricardo Lobo, le Président du Fonds ESPCI Georges Charpak, Monsieur Jacques Lewiner, sa secrétaire, Madame Julie Iem, et la responsable scientifique du projet AUCTOPUSS, Madame Charlotte Tripon-Canseliet, qui m'ont été d'une grande aide pour le financement de mes recherches et pour les démarches administratives qui ont été nécessaires ;

Madame Gaëlle Lissorgues et Monsieur Alain Sylvestre qui ont bien voulu rapporter sur mon mémoire de thèse. Leurs commentaires et leurs remarques avisés ont permis d'en améliorer la qualité. Ils m'ont fait l'honneur avec Monsieur Petru Notingher et Monsieur Gérard Sou d'accepter de participer à mon jury de thèse ;

Mes parents qui ont tout sacrifié pour leurs enfants, et m'ont donné un magnifique modèle de labeur et de persévérance. Mon frère et ma sœur qui m'ont soutenu durant toutes ces années par leur amour et leur humour. Et mes adorables amis qui m'ont supporté pendant les moments de stress et de fatigue et qui m'ont encouragé et motivé pour avancer et évoluer par leur sincérité et leur confiance.

À toutes ces personnes, j'exprime ma gratitude et ma reconnaissance, pour leur soutien dans cette expérience de doctorat, que j'ai vécue avec elles, qui restera un bon souvenir et qui me donnera l'énergie et la motivation pour réaliser mes rêves d'avenir. GRAND MERCI.

Introduction

Très longtemps auparavant les hommes de science répartissaient les matériaux en deux classes vis-à-vis de leur conduction électrique : les isolants (diélectriques) et les conducteurs. Cependant, vers 1833 M. Faraday a remarqué qu'il existait des matériaux ne pouvant être classés dans aucune de ces deux catégories [1]. Ces matériaux sont à la fois de mauvais conducteurs et de mauvais isolants à l'état pur et leurs propriétés électriques, particulièrement leur conductivité, varient de manière différente en fonction de la température, la pression et la lumière. Par exemple une augmentation de la température induit une diminution de la conductivité pour les conducteurs. En revanche, une augmentation de la température induit une augmentation de la conductivité pour cette nouvelle classe de matériaux. Et puisque leur conductivité est intermédiaire entre les conducteurs et les isolants, ils ont été nommés matériaux semi-conducteurs.

La découverte des matériaux semi-conducteurs par M. Faraday a été suivie la même année par la découverte de l'effet photovoltaïque par E. Becquerel en constatant la différence de potentiel créée par l'éclairement d'un point de contact entre un électrolyte et un conducteur [2]. Mais ce n'est qu'en 1931 que les bases de la théorie moderne de la physique des matériaux semi-conducteurs ont été élaborées par A. H. Wilson qui considéra ces matériaux comme des isolants à faible bande interdite et introduisit la notion de trou [3]. Dès lors des structures contenant ces matériaux ont été étudiées ce qui a conduit J. Bardeen, W. H. Brattain et W. Shockley à la découverte de l'effet transistor en 1948 [4]. Les premiers transistors ont été fabriqués en 1954 ainsi que divers composants électroniques composés de structures simples combinant des matériaux semi-conducteurs, des métaux, des oxydes et/ou des isolants. Depuis ces composants

ont envahi la quasi totalité des domaines technologiques comme l'automobile, l'aéronautique, la téléphonie, l'informatique, l'énergétique ... En outre ils sont à l'origine de l'invention d'un grand nombre d'appareils électroniques qui se sont immiscés dans chaque parcelle de notre quotidien comme les smartphones, les GPS, les tablettes et les caméras numériques. Aujourd'hui, ces appareils sont de plus en plus connectés à l'internet pour former l'internet des objets. Le nombre de ces appareils électroniques connectés a dépassé le nombre des êtres humains entre 2003 et 2010 (voir la Figure 1) d'après les statistiques de l'équipementier réseau Cisco sur le nombre d'appareils connectés à internet par rapport à la population mondiale jusqu'à l'an 2020 [5]. En termes de chiffre d'affaires, Marketline estime une croissance de 8% du marché des composants électroniques en 2015 pour atteindre un chiffre d'affaires cumulé de plus de 628 milliards de dollars.

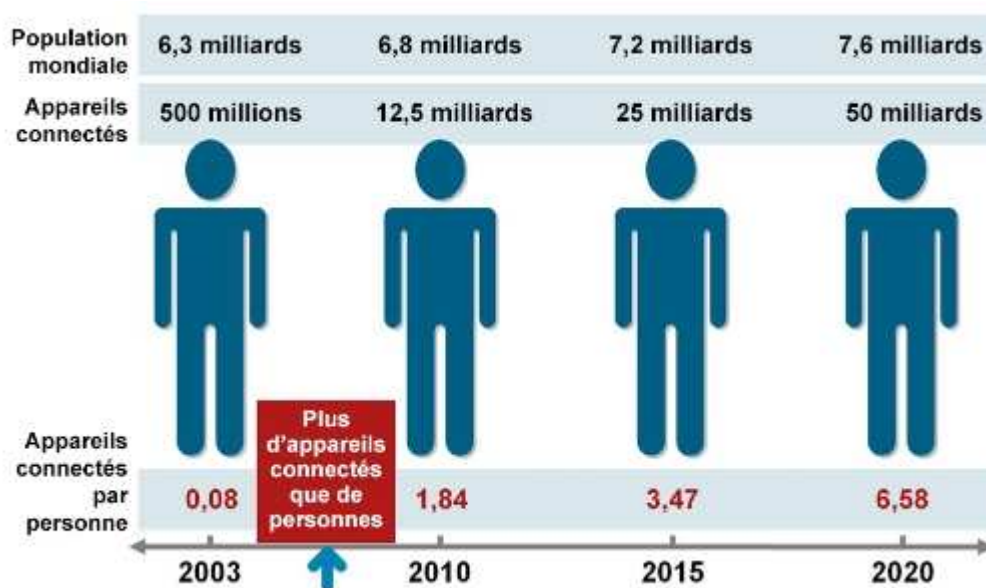


FIGURE 1 – Statistiques sur le nombre d'appareils connectés par rapport à la population mondiale. Source : Cisco IBSG, avril 2011.

Dans un tel monde envahi par l'électronique, l'optimisation de ces appareils est devenue une nécessité dans laquelle la science s'investit pleinement. En effet il est nécessaire d'aboutir à des appareils et des machines de dimensions plus réduites, qui fonctionnent à de plus hautes fréquences, transportent plus d'énergie tout en consommant moins. L'évolution de la technologie des composants joue le rôle primordial dans ce développement. Or les composants sont

construits à partir de matériaux qui agissent différemment vis-à-vis de l'électricité. C'est par l'agencement judicieux de ces matériaux en structure qu'il est possible de contrôler la distribution et le mouvement des charges électriques afin de réaliser une fonction utile et efficace. Il est donc évident que l'optimisation du fonctionnement des composants électroniques passe par l'étude du comportement des charges dans les matériaux et les structures utilisés dans les composants.

Dès le début des années 1950, des modèles de comportement ont été développés pour les matériaux semi-conducteurs de l'époque, notamment le gallium et le silicium [6]. Ces modèles de comportement permettent d'obtenir des informations à partir de mesures indirectes, telles que la mesure du courant (méthode I-V) ou de la capacité (méthode C-V) en fonction de la tension appliquée. Au fil des années, ces modèles se sont enrichis des nombreuses expériences réalisées, ce qui permet aujourd'hui d'avoir des modèles fiables pour ces matériaux. Or l'évolution rapide de l'électronique nécessite de tester de nouveaux matériaux pour aller au-delà de la capacité du silicium notamment. Les modèles de comportement pour ces nouveaux matériaux ne sont pas encore fiables et le coût des tests multiples pour valider les modèles indirectes limite la progression et l'utilisation de matériaux prometteurs.

L'utilisation d'un couplage élasto-électrique local (méthode de l'onde de pression) permettrait de palier à ce problème en fournissant une information plus directe. En effet le couplage élasto-électrique agit directement sur les charges à mesurer de manière non destructive [7, 8]. Ainsi les modèles de comportement électrique des matériaux testés ne seraient plus un facteur limitatif et des tests en conditions réelles de fonctionnement deviendraient possibles. Le travail présenté dans ce mémoire a pour objectif de modéliser le couplage élasto-électrique dans des structures à semi-conducteurs et des métaux afin d'estimer le signal qui est induit par la propagation d'une onde élastique.

Ce mémoire de thèse est constitué de quatre chapitres :

Dans le premier chapitre sont introduites les bases de la physique des matériaux solides, c'est à dire les matériaux isolants, conducteurs et semi-conducteurs. L'objectif est de définir les notions

utilisées dans la suite du mémoire et d'identifier les paramètres entrants en considération dans l'équilibre électrostatique des matériaux assemblés en structure.

Dans le deuxième chapitre sont présentées les différentes méthodes de mesures de charges indirectes et directes. La méthode C-V et la méthode de l'onde de pression sont particulièrement détaillées avec une description de leur principe de fonctionnement et de leur instrumentation. Suit une discussion des avantages et des inconvénients de chaque méthode.

Dans le troisième chapitre le sujet est abordé d'un point de vue analytique et numérique. En premier lieu, une analyse de l'interaction élasto-électrique et de la variation de l'équilibre électrostatique dans les différents matériaux isolants, conducteurs et semi-conducteurs est élaborée. En second lieu, une analyse particulière de la méthode de l'onde de pression est présentée où les conditions de mesures sont déterminées et le signal est mis en équation. Cette expression du signal est ensuite résolue pour différents cas de matériaux et de structures. Enfin, en troisième lieu, le signal résultant de l'application de la méthode de l'onde de pression aux différentes structures étudiées est estimé à partir de simulations numériques de la distribution des charges d'espaces.

Dans le quatrième chapitre le sujet est abordé d'un point de vue expérimental. Les résultats de différentes mesures avec la méthode C-V et la méthode de l'onde de pression pour les différentes structures étudiées sont présentés, comparés, discutés et interprétés.

La conclusion générale rappelle et synthétise tous les résultats du travail présentés dans ce mémoire et donne des perspectives pour la caractérisation des matériaux et des structures par la méthode de l'onde de pression.

Chapitre 1

Notions de physique des matériaux

Jadis, l'utilisation des matériaux était principalement empirique. Durant le XIX^{ème} siècle, J. W. Gibbs a démontré que la structure atomique a un lien direct avec les propriétés physiques d'un matériau [9]. Depuis, la science des matériaux s'est rapidement développée et a contribué à de nombreuses des grandes révolutions techniques et technologiques. Or la caractérisation des matériaux nécessite de les classer selon l'un des critères qui correspond à l'application de l'étude. Par exemple dans certaines applications de la chimie, les matériaux sont classifiés selon les molécules qui les composent en corps purs et mélanges. Dans certaines applications de la physique des solides ils sont classifiés selon leur état cristallins ou amorphes. Quand il s'agit d'électronique, les matériaux solides peuvent être classés en trois groupes selon leurs propriétés électriques, notamment la conductivité, on distingue alors les matériaux isolants, conducteurs et semi-conducteurs.

Les matériaux isolants sont très résistifs au courant électrique, leur conductivité σ est inférieure à 10^{-6} S/m. Dans ces matériaux les électrons sont fortement liés aux atomes du réseau, ce qui nécessite beaucoup d'énergie pour les libérer.

Les matériaux conducteurs ont une faible résistance au courant, leur conductivité σ est supérieure à 10^5 S/m. Dans ces matériaux une partie des électrons possède une énergie suffisante pour

se libérer presque totalement des forces d'interaction avec le réseau. Ils peuvent alors circuler facilement dans un champ électrique macroscopique.

Les matériaux semi-conducteurs ont une conductivité intermédiaire entre les matériaux isolants et les matériaux conducteurs : $10^{-6} \text{ S/m} < \sigma < 10^5 \text{ S/m}$. Au zéro absolu de température, ils se comportent comme des isolants ; leur conductivité augmente avec la température contrairement aux matériaux conducteurs.

Dans ce chapitre est présentée en premier lieu la théorie des bandes qui explique comment la structure atomique et la distribution des électrons autour du noyau déterminent la conductivité d'un matériau. En deuxième lieu sont exposés les propriétés électriques des matériaux isolants, conducteurs et semi-conducteurs en équilibre électrostatique, ainsi que les relations entre la distribution des charges, le potentiel électrique macroscopique et le champ électrique macroscopique dans chacun des trois groupes de matériaux.

1.1 Théorie des bandes

Les propriétés électriques d'un matériau sont déterminées par la distribution des charges dans ce matériau. Par exemple, la conduction dépend de l'occupation des électrons dans leurs bandes d'énergies. En effet le remplissage des bandes d'énergie par les populations d'électrons se fait dans le sens énergétique croissant des cases quantiques. Au zéro absolu de température, le plus haut niveau d'énergie occupé est appelé niveau de Fermi ε_F . Au delà de ce niveau, toutes les cases quantiques sont vides [10]. Aux alentours du niveau de Fermi, on discerne donc 3 bandes énergétiques principales [11] :

- La bande de valence B_V d'énergie ε_V est la bande d'énergie immédiatement sous le niveau de Fermi. Les électrons de cette bande sont dans des états localisés et contribuent à la cohésion locale du solide. Au zéro absolu, c'est la bande pleine du matériau ayant la plus haute énergie.
- La bande de conduction B_C d'énergie ε_C est la bande d'énergie contenant ou immédiatement au dessus du niveau de Fermi. Les électrons de cette bande se situent dans les états d'énergie

ergie supérieurs délocalisés. Au zéro absolu de température, cette bande est vide pour les isolants et les semi-conducteurs ou partiellement pleine pour les conducteurs. L'augmentation de température dans le cas des isolants et des semi-conducteurs permet de faire passer quelques électrons de la bande de valence à la bande de conduction grâce à l'énergie d'activation thermique d'amplitude $k_B T$ où k_B est la constante de Boltzmann et T la température. Les électrons de la bande de conduction peuvent se déplacer dans un champ électrique macroscopique. À noter dans le cas des isolants et des semi-conducteurs que le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction libère une place dans la bande de valence qui permet également aux électrons de cette bande de se déplacer dans un champ macroscopique.

- La bande interdite B_I ou bande de Fermi est la bande qui se situe entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction. On définit cette bande uniquement dans le cas des isolants et des semi-conducteurs car elle n'a pas d'intérêt dans le cas des conducteurs. La largeur de la bande interdite E_G est appelée gap et elle est égale à :

$$E_G = \varepsilon_C - \varepsilon_V.$$

La Figure 1.1 représente les diagrammes des bandes d'énergie de différents matériaux.

Dans la plupart des matériaux conducteurs, le niveau de Fermi se trouve approximativement au milieu de la bande de conduction, le nombre d'états occupés par les électrons étant sensiblement égal au nombre d'états vides. Alors, même à basse température, un grand nombre d'électrons est libre de se déplacer d'une case quantique à l'autre. C'est la cause de la forte conductivité de ces matériaux. Dans d'autres cas la bande de valence et la bande de conduction se chevauchent, ce qui a pour résultat de produire le même effet que précédemment.

Dans les matériaux isolants, le niveau de Fermi se situe au milieu de la bande interdite, entre la bande de valence qui est permise et pleine d'électrons et la bande de conduction qui est permise mais vide d'électrons. Comme la bande de valence est pleine il ne reste plus de case quantique libre et les électrons ne peuvent pas circuler. De même, comme la bande de conduction est

vide, elle ne contient aucun électron à faire circuler. En augmentant la température, l'énergie d'activation thermique ne suffit pas pour promouvoir suffisamment d'électrons de la bande de valence pleine vers la bande de conduction vide, ce qui empêche toujours la conduction du courant.

Dans les matériaux semi-conducteurs, le niveau de Fermi se situe également au milieu de la bande interdite, entre la bande de valence et la bande de conduction. Cependant, la bande interdite a une largeur beaucoup plus petite que celle des matériaux isolants. À très basse température, les matériaux semi-conducteurs se comportent donc comme les isolants car l'énergie d'activation thermique reste insuffisante pour promouvoir les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. En revanche, à température ambiante, l'apport d'énergie thermique $k_B T$ suffit pour que des électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction. Ainsi la conduction d'un matériau semi-conducteur augmente avec la température, d'une part parce que les électrons qui arrivent dans la bande de conduction peuvent facilement se déplacer, et d'autre part parce que les cases quantiques libérées dans la bande de valence permettent aussi aux électrons de la bande de valence de se déplacer. On a alors deux modes de conduction.

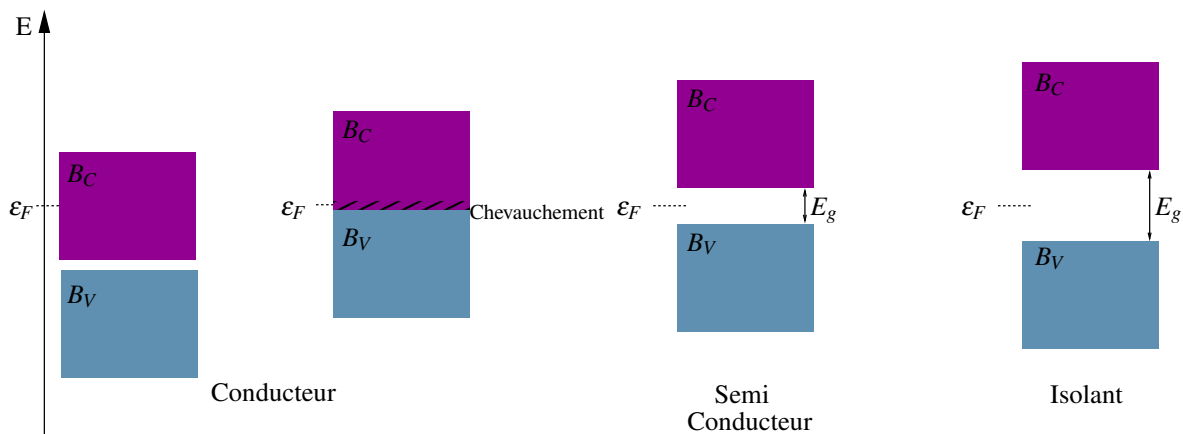


FIGURE 1.1 – Diagramme des bandes d'énergie pour un conducteur (à gauche), un semi-conducteur (au centre) et un isolant (à droite). B_C : bande de conduction, B_V : bande de valence, ε_F : niveau de Fermi et E_g : gap.

Il existe d'autres facteurs pour agir sur la conductivité des matériaux semi-conducteurs, par exemple le dopage. Le dopage consiste à ajouter des impuretés dans le matériau cristallin pur afin de modifier ses propriétés électriques dont la conductivité et le niveau de Fermi. Les atomes

étrangers peuvent être donneurs d'électrons ou accepteurs d'électrons selon leur place dans le tableau périodique par rapport à l'atome remplacé. Si l'impureté est immédiatement à droite de l'atome remplacé dans le tableau périodique, alors elle possède un électron de valence supplémentaire qui une fois ionisé, le libère dans la bande de conduction. Dans ce cas le dopant est dit donneur. Si l'impureté se situe immédiatement avant l'atome remplacé dans le tableau périodique, il lui manque un électron de valence, l'ionisation de l'impureté prend alors un électron de la bande de valence, ce qui libère une case quantique et permet la conduction. Dans ce cas le dopant est dit accepteur. Parmi les donneurs utilisés dans le cas du silicium, on cite le phosphore, l'arsenic, le lithium et l'antimoine, et parmi les accepteurs, on cite l'aluminium, l'or, le bore et le cuivre.

Si la concentration du dopant est négligeable, un semi-conducteur est dit intrinsèque. En revanche, si la concentration du dopant est élevée, il est dit extrinsèque. On distingue deux types différents de semi-conducteurs extrinsèques : le type p et le type n. Un semi-conducteur est dit de type p si les impuretés qui lui sont ajoutés sont des accepteurs, les porteurs majoritaires engendrés dans ce cas sont des trous, c'est-à-dire des absences d'électrons dans la bande de valence. Il est en effet plus pratique de regarder comment se déplacent les places vides (trous) dans la bande de valence que les électrons, ces derniers étant en très grand nombre par rapport aux premiers. Un semi-conducteur est dit de type n si les impuretés qui lui sont ajoutés sont des donneurs, les porteurs majoritaires engendrés dans ce cas sont des électrons.

1.2 Comportement des charges dans les matériaux

La présence de charges dans la bande de conduction dépend de la température et de la structure microscopique de la matière qui fait d'elle un isolant, un semi-conducteur ou un conducteur. Une fois libérés, ces charges peuvent se déplacer dans un champ électrique macroscopique. Dans la suite est examiné leur état d'équilibre.

1.2.1 Matériaux isolants à l'équilibre électrostatique

Dans les matériaux isolants parfaits, il n'y a pas d'électrons libres, tous sont piégés dans la structure de la matière. L'équation de Gauss définit la condition d'équilibre [12] :

$$\text{div}(\vec{D}) = \text{div}(\epsilon \vec{E}) = \rho \quad (1.1)$$

et

$$\vec{E} = -\vec{\text{grad}}(V) \quad (1.2)$$

avec \vec{D} le déplacement électrique, \vec{E} le champ électrique, V le potentiel électrique, ρ la distribution volumique de charges et ϵ la permittivité du matériau étudié.

L'introduction d'une charge q dans un matériau isolant uniforme infini à la position \vec{x}_s crée un champ électrique \vec{E} à la position \vec{x} tel que [12] :

$$\vec{E}(\vec{x}) = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{\vec{x} - \vec{x}_s}{|\vec{x} - \vec{x}_s|^3}. \quad (1.3)$$

C'est la fonction de Green électrostatique. Ainsi pour toute distribution de charges ρ on a :

$$\vec{E}(\vec{x}) = \int \frac{\rho}{4\pi\epsilon} \frac{\vec{x} - \vec{x}_s}{|\vec{x} - \vec{x}_s|^3} d\vec{x}_s^3. \quad (1.4)$$

Ici ρ est la distribution totale des charges, c'est-à-dire volumique ou d'origine dipolaire permanente ou induite [13].

Comme on travaille plus spécifiquement dans des structures planes, il est intéressant d'intégrer cette équation dans le plan et de considérer une permittivité constante. On a alors :

$$E(x) = \int \frac{\rho(x_s)}{\epsilon} \left(H(x - x_s) - \frac{1}{2} \right) dx_s \quad (1.5)$$

avec $H(x)$ la fonction de Heaviside.

1.2.2 Matériaux semi-conducteurs à l'équilibre électrostatique

Soit N_a et N_d les densités respectives des accepteurs et des donneurs qui à température ambiante sont supposés tous ionisés, p et n les densités respectives des trous de la bande de valence et des électrons de la bande de conduction et n_i la concentration intrinsèque tel que $n_i = p \times n$. Dans un matériau semi-conducteur intrinsèque $N_a = N_d$ et $p = n$. Dans un semi-conducteur de type p on a $N_a > N_d$ avec $N_a - N_d > 2n_i$ alors $p \gg n$ donc les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons sont les porteurs minoritaires. Dans un semi-conducteur de type n on a $N_d > N_a$ avec $N_d - N_a > 2n_i$ alors $n \gg p$ donc les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous sont les porteurs minoritaires. En conséquence pour un matériau semi-conducteur dopé p on a :

$$p \simeq N_a + n \quad \text{et} \quad n = \frac{n_i^2}{p} \simeq \frac{n_i^2}{N_a + n} \quad (1.6)$$

et pour un matériau semi-conducteur dopé n on a :

$$n \simeq N_d + p \quad \text{et} \quad p = \frac{n_i^2}{n} \simeq \frac{n_i^2}{N_d + p}. \quad (1.7)$$

1.2.2.1 Courant électrique dans les matériaux semi-conducteurs

Le courant électrique dans les matériaux semi-conducteurs est dû au déplacement des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence engendré par un champ électrique $\vec{E} = -\vec{\text{grad}}(V)$ ou un gradient de concentration $-\vec{\text{grad}}(n)$ ou $-\vec{\text{grad}}(p)$. Dans le premier cas le courant est dit de conduction et dans le deuxième cas il est dit de diffusion.

Courant de conduction : La loi de Newton appliquée à un porteur de charges q , de masse m de vitesse v dans un champ électrique \vec{E} donne : $q\vec{E} = m \partial \vec{v} / \partial t$. Donc si on considère qu'à $t = 0$ la vitesse du porteur est nulle, on peut déduire par intégration :

$$\vec{v} = \frac{q\vec{E}}{m} t \quad (1.8)$$

ce qui indique que \vec{v} augmente jusqu'à l'infini. Cependant le choc des électrons avec la matière environnante fait revenir à zéro l'équation (1.8) par transfert d'énergie. Soit τ_c la valeur moyenne du temps séparant deux collisions. La valeur moyenne de la vitesse du porteur est alors :

$$\vec{v}_e = \frac{1}{\tau_c} \int_0^{\tau_c} \frac{q\vec{E}}{m} t dt = \frac{q\tau_c}{2m} \vec{E}. \quad (1.9)$$

En posant $\mu = |q\tau_c/2m|$ on a $v_e = \pm\mu E$ où μ s'appelle la mobilité des porteurs et v_e la vitesse d'entraînement. On peut écrire alors pour les électrons $\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}$ et pour les trous $\vec{v}_p = +\mu_p \vec{E}$. La densité de courant de conduction due au déplacement des charges correspond à la densité de charge multipliée par leur vitesse. On a pour les électrons :

$$\vec{J}_{cn} = -ne\vec{v}_n = ne\mu_n \vec{E} \quad (1.10)$$

et pour les trous :

$$\vec{J}_{cp} = pe\vec{v}_p = pe\mu_p \vec{E}. \quad (1.11)$$

Ainsi le courant de conduction total traversant le matériau semi-conducteur est :

$$\vec{J}_c = \vec{J}_{cn} + \vec{J}_{cp} = (ne\mu_n + pe\mu_p) \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (1.12)$$

avec $\sigma = (ne\mu_n + pe\mu_p)$ la conductivité du matériau.

Courant de diffusion : Le processus de diffusion se produit quand les porteurs libres ne sont pas distribués uniformément dans la matière et tend à uniformiser leur distribution spatiale. D'après la loi de Fick, la vitesse des porteurs est proportionnelle à leur gradient donc la vitesse de diffusion des électrons est :

$$\vec{v}_{dn} = -D_n \vec{g} \text{rad}(n) \quad (1.13)$$

et celle des trous est :

$$\vec{v}_{dp} = -D_p \vec{g} \text{rad}(p), \quad (1.14)$$

où D_n et D_p sont les constantes de diffusion. Ainsi la densité de courant de diffusion des électrons est :

$$\vec{J}_{dn} = e D_n \vec{\text{grad}}(n), \quad (1.15)$$

celle des trous est :

$$\vec{J}_{dp} = -e D_p \vec{\text{grad}}(p) \quad (1.16)$$

et la densité de courant de diffusion totale est :

$$\vec{J}_d = \vec{J}_{dn} + \vec{J}_{dp} = e D_n \vec{\text{grad}}(n) - e D_p \vec{\text{grad}}(p). \quad (1.17)$$

D'après les équations (1.10), (1.11), (1.15) et (1.16), les densités des courants des électrons et des trous s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = \vec{J}_{cn} + \vec{J}_{dn} = n e \mu_n \vec{E} + e D_n \vec{\text{grad}}(n) \\ \vec{J}_p = \vec{J}_{cp} + \vec{J}_{dp} = p e \mu_p \vec{E} - e D_p \vec{\text{grad}}(p) \end{cases} \quad (1.18)$$

A. Einstein a démontré que $D_n/\mu_n = D_p/\mu_p = k_B T/e = \psi$, avec ψ le potentiel d'activation thermique qui est de l'ordre de 26 mV à température ambiante. Ainsi l'équation (1.18) se réécrit :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = \mu_n (n e \vec{E} + k_B T \vec{\text{grad}} n) \\ \vec{J}_p = \mu_p (p e \vec{E} - k_B T \vec{\text{grad}} p) \end{cases} \quad (1.19)$$

1.2.2.2 Effet d'écrantage :

À l'équilibre électrostatique les charges ne bougent plus et le courant des électrons et celui des trous s'annule. Il vient :

$$\begin{cases} \vec{J}_n = \mu_n (n e \vec{E} + k_B T \vec{\text{grad}} n) = \vec{0} \\ \vec{J}_p = \mu_p (p e \vec{E} - k_B T \vec{\text{grad}} p) = \vec{0} \end{cases} \quad (1.20)$$

d'où on peut déduire qu'à l'équilibre électrostatique :

$$\begin{cases} \vec{E} = -\psi \vec{\text{grad}} (\ln(n)) = -\vec{\text{grad}} V \\ \vec{E} = +\psi \vec{\text{grad}} (\ln(p)) = -\vec{\text{grad}} V \end{cases} \implies \begin{cases} n = n_0 \exp(+V/\psi) \\ p = p_0 \exp(-V/\psi) \end{cases} \quad (1.21)$$

où n_0 et p_0 sont respectivement la concentration des électrons et des trous pour $V = 0$.

L'introduction d'une charge ponctuelle q à l'intérieur d'un matériau semi-conducteur, à une position $\vec{x} = \vec{x}_s$, perturbe cet équilibre, donc un défaut d'uniformité s'ajoute à l'équation de poisson :

$$\Delta(V) = -\frac{e}{\epsilon}(N + p - n) - \frac{q}{\epsilon} \delta(\vec{x} - \vec{x}_s) \quad (1.22)$$

où $N = N_d - N_a$ correspond à la densité nette de charges piégées. En combinant les équations (1.21) et (1.22) on obtient :

$$\Delta(V) = -\frac{e}{\epsilon}(N + p_0 \exp(+V/\psi) - n_0 \exp(+V/\psi)) - \frac{q}{\epsilon} \delta(\vec{x} - \vec{x}_s). \quad (1.23)$$

On considère que la perturbation est suffisamment faible pour ne considérer que ses effets du premier ordre donc $n \approx n_0(1 + V/\psi)$ et $p \approx p_0(1 - V/\psi)$ d'où :

$$\Delta(V) - \frac{e(p_0 + n_0)V}{\epsilon\psi} = -\frac{e}{\epsilon}(N + p_0 - n_0) - \frac{q}{\epsilon} \delta(\vec{x} - \vec{x}_s). \quad (1.24)$$

Or la condition de neutralité électrique implique que $N + p_0 - n_0 = 0$ d'où le potentiel s'écrit :

$$V(x) = \frac{q}{4\pi\epsilon|\vec{x} - \vec{x}_s|} \exp(-|x - x_s|/\lambda), \quad (1.25)$$

avec

$$\lambda = \sqrt{\frac{\epsilon\psi}{e(p_0 + n_0)}} \quad (1.26)$$

le rayon d'écrantage, la longueur d'écrantage ou encore la longueur de Debye. Cette fonction

s'appelle potentiel de Coulomb masqué. En géométrie plane, le potentiel s'écrit :

$$V(x) = \frac{q\lambda}{2\varepsilon} \exp(-|x - x_s|/\lambda). \quad (1.27)$$

La Figure 1.2 montre la variation du potentiel et du champ électrique autour d'un plan chargé en géométrie tridimensionnelle et en géométrie unidimensionnelle pour un matériau semi-conducteur de type N. Le potentiel et le champ électrique s'annulent sur une distance de la charge ou du plan de charges proportionnelle à λ . La longueur d'écrantage λ dans le cas des matériaux semi-conducteurs est de l'ordre de quelques nanomètres pour des dopages élevés et atteint le millimètre lorsqu'il est intrinsèque.

1.2.3 Matériaux conducteurs à l'équilibre électrostatique

Chacun des atomes constituant un matériau conducteur a perdu l'exclusivité d'un ou de plusieurs de ses électrons, cependant l'équation de Gauss est vérifiée. En présence d'un champ électrique macroscopique, les charges du conducteur peuvent se déplacer librement. À l'équilibre électrostatique, c'est-à-dire lorsque les charges ne bougent plus, on a obligatoirement un potentiel V constant, un champ électrique \vec{E} nul et une densité de charge ρ nulle.

1.2.3.1 Effet d'écrantage dans les matériaux conducteurs

L'introduction d'une charge ponctuelle q à l'intérieur d'un matériau conducteur perturbe la distribution des charges mobiles à son voisinage afin que ce champ électrique s'annule. Cependant les charges mobiles ne peuvent pas s'accumuler de manière infinie au niveau de la charge q . Elles s'étalent légèrement par diffusion ce qui ne permet pas d'annuler totalement le champ électrique. La distance sur laquelle le champ électrique s'annule s'appelle le rayon d'écrantage. Un traitement numérique approché de ce phénomène commence par l'équation de Poisson de l'électrostatique qui donne la variation du potentiel électrostatique $V(r)$ induite par l'introduction de la charge en fonction de l'écart par rapport à une concentration électronique uniforme

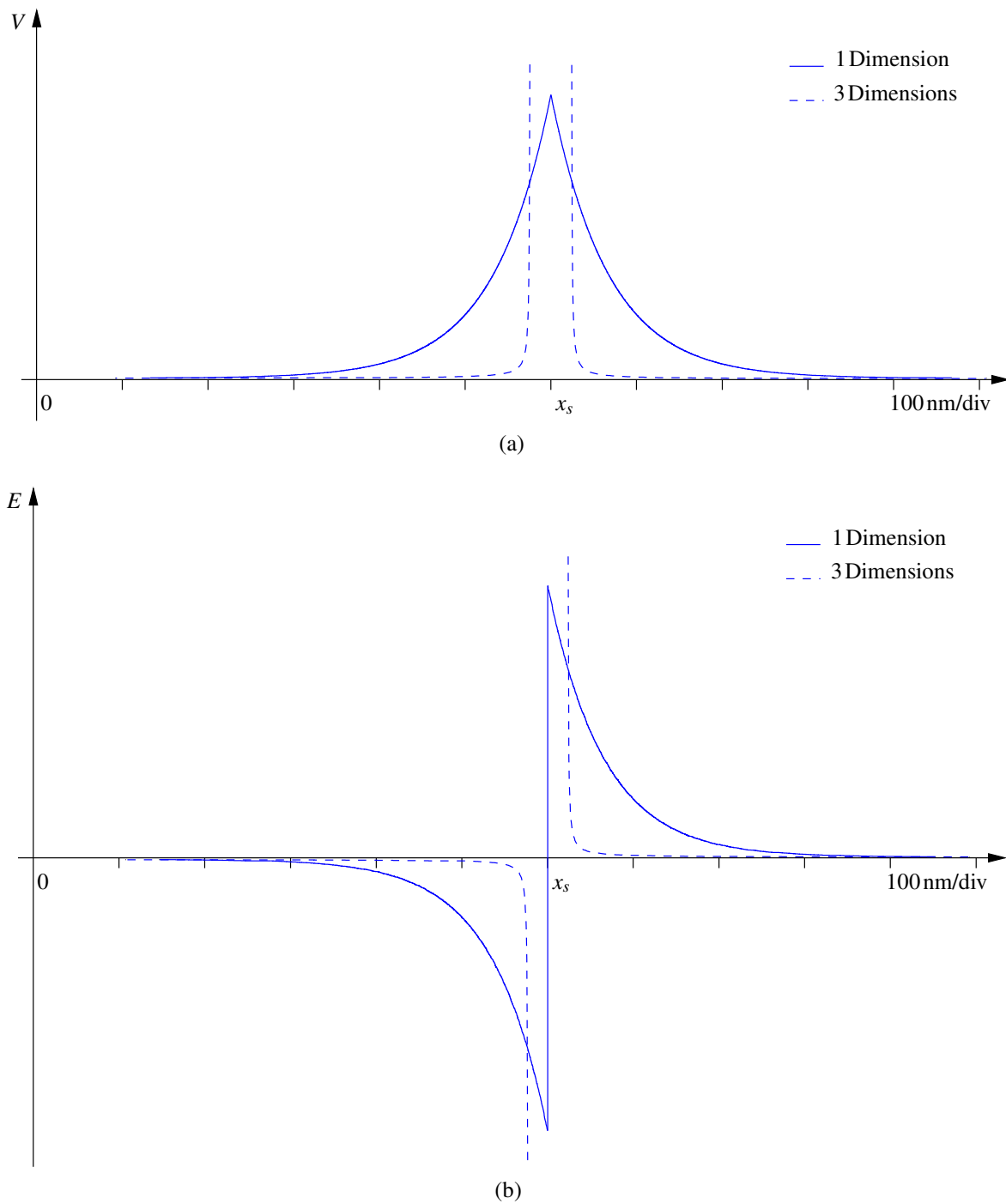


FIGURE 1.2 – Variations (a) du potentiel V et (b) du champ électrique E autour d'une charge ponctuelle q en géométrie tridimensionnelle et en géométrie unidimensionnelle pour un matériau semi-conducteur de type n. La concentration des charges mobiles a la même dépendance spatiale que le potentiel.

n_0 :

$$\Delta V = \frac{e}{\epsilon_0} (n(r) - n_0) \quad (1.28)$$

où e représente la charge d'un électron, ϵ_0 la permittivité du vide et $n(r) - n_0$ l'excès d'électrons en fonction de la distance r à la charge q . Cette variation du potentiel électrostatique ΔV est similaire dans le cas des matériaux semi-conducteurs.

D'autre part en se basant sur l'hypothèse que le potentiel électrochimique du gaz électronique doit être constant à l'équilibre [12] indépendamment de la position, on peut trouver une relation entre le potentiel électrochimique $\bar{\mu}$ et la concentration uniforme n_0 :

$$\bar{\mu} = \epsilon_F^0 = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_0)^{2/3}, \quad (1.29)$$

avec \hbar la constante de Planck réduite, m la masse des électrons et ϵ_F^0 le niveau de Fermi à l'équilibre. Or l'énergie de Fermi ϵ_F est reliée à la concentration en électrons n par :

$$\epsilon_F(n) = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n(r))^{2/3}, \quad (1.30)$$

donc au zéro absolu et dans une région où le potentiel électrostatique est $V(r)$, le potentiel électrochimique est :

$$\bar{\mu} = \epsilon_F(r) - eV(r) \simeq \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n(r))^{2/3} - eV(r). \quad (1.31)$$

Cette formulation du potentiel électrochimique est une approximation appelée approximation de Thomas-Fermi [12], elle est valable pour des potentiels électrostatiques variant lentement par rapport à la longueur d'onde d'un électron. Si pendant la variation du potentiel électrostatique, le potentiel électrochimique reste constant (voir Figure 1.3) on doit avoir :

$$\epsilon_F(n) - eV(r) = \epsilon_F(n_0). \quad (1.32)$$

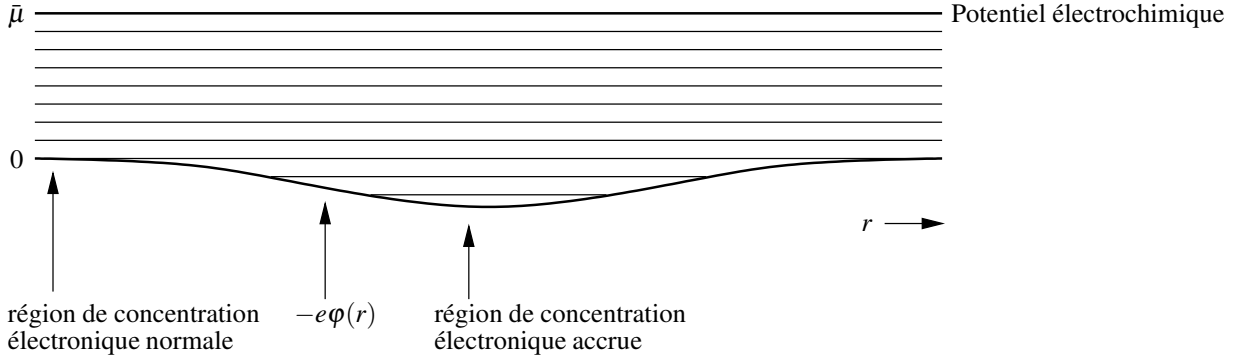


FIGURE 1.3 – Le potentiel électrochimique est constant à l'équilibre thermique et diffusif. Afin de le rendre constant il faut augmenter la concentration en électrons dans les régions où l'énergie potentielle est basse et la diminuer dans la région où elle est élevée.

Par un développement en série de Taylor, l'équation (1.32) s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon_F}{\partial n_0} (n(r) - n_0) \simeq e V(r) \quad (1.33)$$

et d'après l'équation (1.29) nous pouvons écrire $\partial \varepsilon_F / \partial n_0 = 2 \varepsilon_F / 3 n_0$, d'où

$$n(r) - n_0 \simeq \frac{3}{2} n_0 \frac{e V(r)}{\varepsilon_F} \quad (1.34)$$

et l'équation (1.28) devient :

$$\Delta V = \frac{3 n_0 e^2}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_F} V = \frac{V}{\lambda^2} \quad (1.35)$$

et le potentiel a pour solution :

$$V(r) = \frac{q \exp(-r/\lambda)}{r}. \quad (1.36)$$

La longueur d'écrantage est définie par

$$\lambda = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_F}{3 n_0 e^2}}, \quad (1.37)$$

elle est inversement proportionnelle à la concentration en électron, pour le cuivre par exemple, $n_0 = 8.5 \cdot 10^{22}$ électrons/cm³, la longueur d'écrantage $\lambda = 0.055$ nm.

Comme dans le cas des matériaux semi-conducteurs, en géométrie plane, le potentiel s'écrit :

$$V(x) = \frac{q\lambda}{2\varepsilon} \exp(-|x - x_s|/\lambda). \quad (1.38)$$

1.3 Contacts entre matériaux

Les matériaux sont utilisés dans l'industrie électronique en général sous forme d'hétéro-structures, c'est-à-dire de juxtapositions de matériaux de nature différente. Il est donc nécessaire de définir les effets qui se produisent à l'interface lors du couplage de deux matériaux différents.

1.3.1 Contact métal/semi-conducteur

Quand un métal est couplé à un matériau semi-conducteur, la structure des bandes d'énergie à l'interface est conditionnée par la différence entre les travaux de sorties des deux matériaux [14]. Le travail de sortie d'un métal $e\phi_m$ est l'énergie minimale nécessaire pour amener un électron du niveau de Fermi jusqu'au niveau du vide $N_V = 0\text{eV}$, soit $e\phi_m = N_V - \varepsilon_F$. De même, le travail de sortie d'un matériau semi-conducteur $e\phi_{sc}$ est défini par $e\phi_{sc} = N_V - \varepsilon_F$. Or comme le niveau de Fermi dépend du dopage, le travail de sortie d'un semi-conducteur dépend de son dopage. On utilise plutôt l'affinité électronique $e\chi_{sc}$ qui correspond à l'énergie maximale qu'il faut fournir à un électron dans la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide, soit $e\chi_{sc} = N_V - \varepsilon_C$ où ε_C correspond à l'énergie du bas de la bande de conduction. Dans le cas d'un contact métal/semi-conducteur, on définit l'énergie nécessaire aux électrons pour passer du métal au semi-conducteur $E_B = e\phi_m - e\chi_{sc}$ et dans le cas d'un contact entre deux matériaux semi-conducteurs comme l'énergie nécessaire aux électrons pour transiter d'un matériau à l'autre $E_B = e\chi_{sc1} - e\chi_{sc2}$. La Figure 1.4 représente les graphes des bandes d'un métal et d'un semi-conducteur avec le travail de sortie de chacun, l'affinité électronique et la barrière de potentiel.

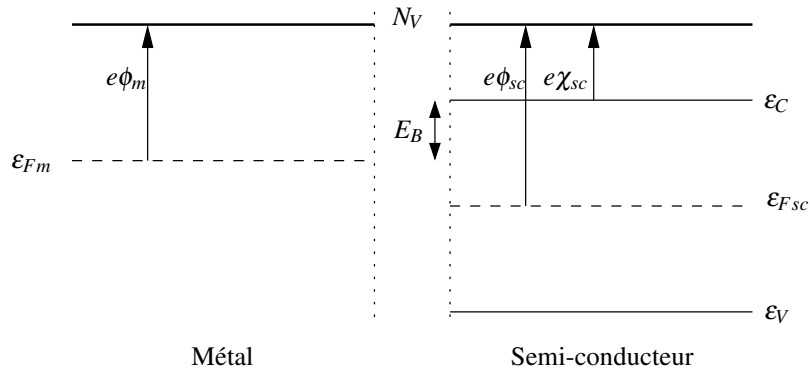


FIGURE 1.4 – Travail de sortie et affinité électronique d'un métal (à gauche) et d'un semi-conducteur (à droite).

Le couplage d'un matériau semi-conducteur à un métal ou à un autre matériau semi-conducteur dopé différemment engendre une modification de la structure des bandes des deux matériaux au voisinage de l'interface, cette modification dépend de la différence entre ϕ_m et ϕ_{sc} . En effet pendant la mise en contact des deux matériaux les niveaux de Fermi s'alignent, ce qui entraîne une courbure des bandes à l'interface. Les trois régimes différents possibles sont décrits dans les sections suivantes.

1.3.1.1 Accumulation

Dans le cas d'un matériau semi-conducteur de type n avec $\phi_m < \phi_{sc}$, les électrons du métal situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du matériau semi-conducteur. Lors de la mise en contact du métal avec le semi-conducteur, ces électrons vont diffuser vers la bande de conduction du semi-conducteur et s'accumuler au voisinage de l'interface. Ce phénomène continue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi qui engendre la courbure des bandes du matériau semi-conducteur vers le bas comme on peut voir dans la Figure 1.5. Du côté du métal, Il apparaît une zone de déficit de porteurs négatifs. Dans le matériau semi-conducteur un excès de porteurs négatifs apparaît. Cet excès d'électrons s'étale sur une largeur W proportionnelle à la longueur d'écrantage. Un champ électrique et un potentiel de diffusion V_d se créent dans cette zone à l'équilibre.

Dans le cas d'un matériau semi-conducteur de type p avec $\phi_m > \phi_{sc}$, les électrons de la bande

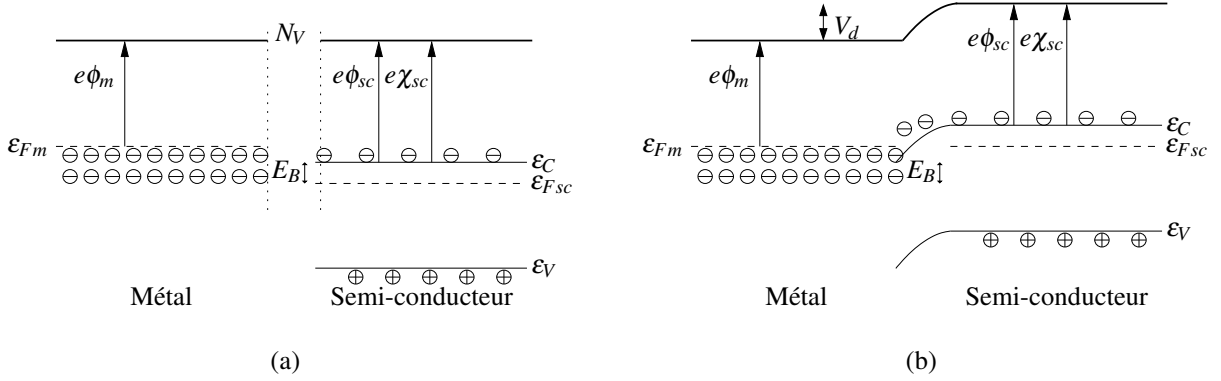


FIGURE 1.5 – Matériau semi-conducteur type n (a) avant et (b) après le couplage avec un métal en régime d'accumulation.

de valence du matériau semi-conducteur situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du métal. Lors de la mise en contact du métal avec le semi-conducteur, ces électrons vont diffuser vers le métal, en contre-partie les trous qui sont majoritaires dans le matériau semi-conducteur vont s'accumuler au voisinage de l'interface. Ce phénomène continue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi qui engendre la courbure des bandes du matériau semi-conducteur vers le haut comme on peut voir dans la Figure 1.6. Du côté du métal, le surplus d'électrons se concentre au niveau de l'interface sur une zone infiniment mince. Dans le matériau semi-conducteur, un excès de porteurs positifs apparaît. Cet excès de trous s'étale sur une largeur W proportionnelle à la longueur d'écrantage. Un champ électrique et un potentiel de diffusion V_d se créent dans cette zone à l'équilibre.

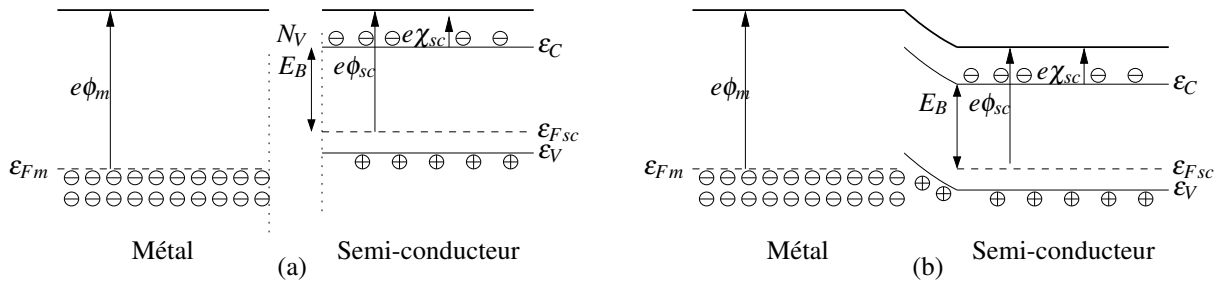


FIGURE 1.6 – Matériau semi-conducteur type p (a) avant et (b) après le couplage avec un métal en régime d'accumulation.

1.3.1.2 Déplétion

Dans le cas d'un matériau semi-conducteur de type n avec $\phi_m > \phi_{sc}$, les électrons de la bande de conduction du matériau semi-conducteur situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du métal. Lors de la mise en contact du métal avec le semi-conducteur, ces électrons vont diffuser vers le métal en laissant derrière eux les atomes donneurs positifs fixes. Ce phénomène continue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi qui engendre la courbure des bandes du matériau semi-conducteur vers le haut comme on peut voir dans la Figure 1.7. Du côté du métal, le surplus d'électrons se concentre au niveau de l'interface sur une zone infiniment mince. Dans le matériau semi-conducteur, une zone de déplétion (ZD) apparaît. Cette zone s'étale sur une largeur W et elle est entièrement dépourvue de porteurs majoritaires, elle ne contient donc qu'une faible densité de porteurs minoritaires, et sa densité de charges est quasiment égale à la densité du dopant qui est donneur dans ce cas. Un champ électrique et un potentiel de diffusion V_d se créent dans la zone à l'équilibre.

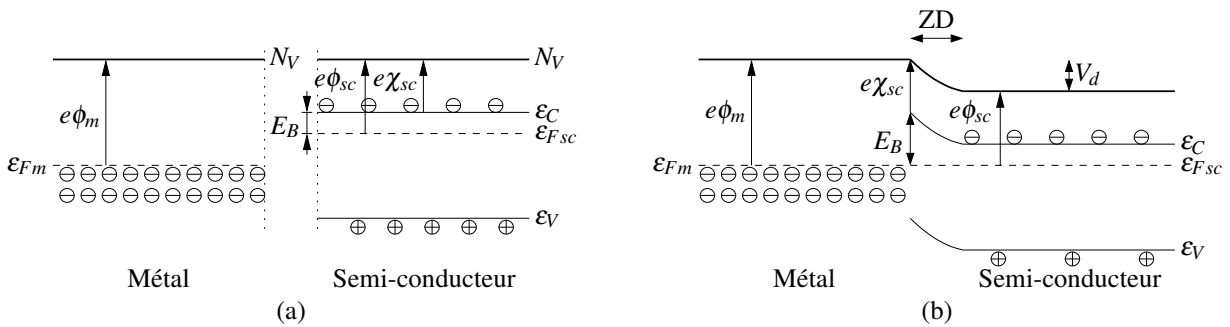


FIGURE 1.7 – Matériau semi-conducteur type n (a) avant et (b) après le couplage avec un métal en régime de déplétion.

Dans le cas d'un matériau semi-conducteur de type p avec $\phi_m < \phi_{sc}$, les électrons du métal situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux de la bande de valence du matériau semi-conducteur. Lors de la mise en contact du métal avec le semi-conducteur, ces électrons vont diffuser vers le semi-conducteur. Ce phénomène continue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi qui engendre la courbure des bandes du matériau semi-conducteur vers le bas comme on peut voir dans la Figure 1.8. Les électrons venant du métal sont recombinés avec les trous près de l'interface. Une zone de déplétion (ZD) apparaît donc dans le matériau semi-

conducteur, cette zone s'étale sur une largeur W et elle est entièrement dépourvue de porteurs majoritaires. Elle ne contient donc qu'une petite densité de porteurs minoritaires et sa densité de charges est quasiment égale à la densité du dopant qui est accepteur dans ce cas. Un champ électrique et un potentiel de diffusion V_d se créent dans cette zone à l'équilibre.

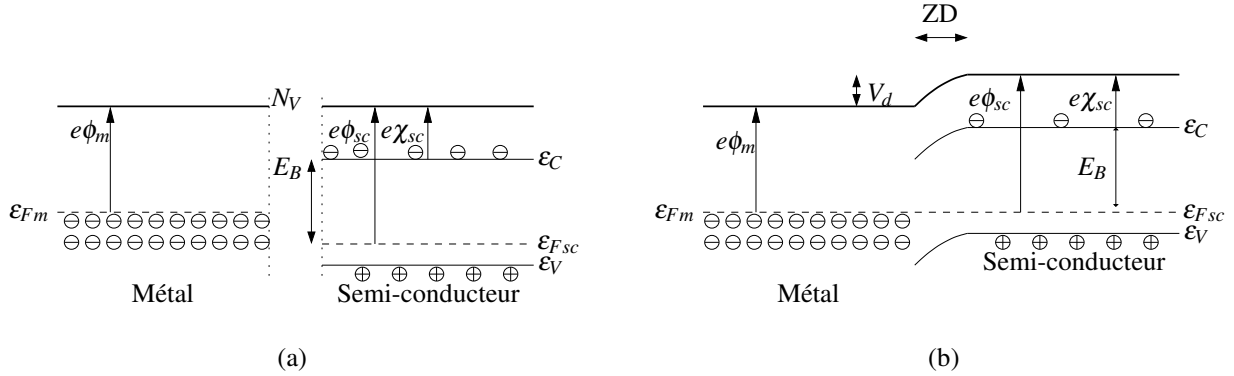


FIGURE 1.8 – Matériau semi-conducteur type p (a) avant et (b) après le couplage avec un métal en régime de déplétion.

1.3.1.3 Inversion

Le régime d'inversion se passe pour un matériau semi-conducteur de type n pour $\phi_m \gg \phi_{sc}$ et de type p pour $\phi_m \ll \phi_{sc}$. La différence principale entre ce régime et la déplétion est que le fort potentiel de contact attire beaucoup de porteurs minoritaires à l'interface et s'y accumulent et, au-delà d'un certain seuil, la densité des charges minoritaires à l'interface devient supérieure à celle des charges majoritaires alors que l'extension de la zone désertée par les charges majoritaires se stabilise progressivement.

1.3.2 Contact métal/isolant

Quand un métal est couplé à un matériau isolant parfait, sans défauts ni impuretés, la structure des bandes d'énergie à l'interface est conditionnée par la différence entre les travaux de sorties des deux matériaux, comme dans le cas d'un contact métal-semi-conducteur. Le travail de sortie d'un matériau isolant et son affinité électronique sont définis identiquement à ceux d'un

matériau semi-conducteur $e\phi_I = N_V - \varepsilon_F$ et $e\chi_I = N_V - \varepsilon_C$. On définit la barrière de potentiel E_B qui dans le cas d'un contact métal-isolant correspond à l'énergie nécessaire aux électrons pour passer du métal à l'isolant $E_B = e\phi_m - e\chi_I$ [15].

1.3.2.1 Contact neutre

Dans le cas où les travaux de sortie sont équivalents, $\phi_m = \phi_I$, l'alignement des niveaux de Fermi ne nécessite pas de courbure de bandes.

1.3.2.2 Contact bloquant

Dans le cas où le travail de sortie du métal est supérieur à celui de l'isolant, $\phi_m > \phi_I$, les électrons du matériau isolant situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du métal. Donc lors de la mise en contact du métal avec l'isolant, ces électrons vont diffuser vers le métal en laissant derrière eux les atomes donneurs positifs fixes [16]. Ce phénomène continue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi qui engendre la courbure des bandes du matériau isolant vers le haut comme dans le cas d'un contact métal-semi-conducteur de type n en déplétion (Figure 1.7). Cependant la longueur d'écrantage étant très grande dans les isolants, il n'y a en fait pas de courbure mais une élévation globale des niveaux d'énergie dans l'isolant. Du côté métal, le surplus d'électrons se concentre au niveau de l'interface sur une zone infiniment mince. Un champ électrique et un potentiel de diffusion V_d se créent dans cette zone à l'équilibre.

1.3.2.3 Contact ohmique

Dans le cas où le travail de sortie du métal est inférieur à celui de l'isolant $\phi_m < \phi_I$, les électrons du métal situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux de la bande de conduction du matériau isolant. Lors de la mise en contact du métal avec l'isolant, ces électrons

vont diffuser vers l'isolant et s'accumulent au voisinage de l'interface. Ce phénomène continue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi qui engendre la courbure des bandes du matériau isolant vers le bas comme dans le cas d'un contact métal/semi-conducteur de type n en accumulation (Figure 1.5). Cependant la longueur d'écrantage étant très grande dans les isolants, il n'y a en fait pas de courbure mais une diminution globale des niveaux d'énergie de l'isolant. Du côté du métal, Il apparaît une zone de déficit d'électrons. Un champ électrique et un potentiel de diffusion V_d se créent dans cette zone à l'équilibre.

Chapitre 2

Méthodes de mesure de charges

Les premières techniques de mesure de charges consistaient à découper le matériau en tranches fines, faire une mesure de charges contenues dans chacune des tranches et puis élaborer le graphe de la distribution de charges dans la totalité du matériau en superposant les résultats des mesures faites dans les tranches en fonction de leur position. Le défaut majeur de ces méthodes est qu'elles sont destructives et qu'elles ne permettent pas de faire un suivi de l'évolution temporelle de charges dans un échantillon. Pourtant ces techniques destructives sont toujours utilisées pour les isolants d'épaisseur inférieure au micron sous le nom "Etch-off method" en raison de leur bonne résolution spatiale aussi fine que quelques nanomètres. Afin d'éviter les aberrations dues au découpage, l'outil de découpe est remplacé par une attaque chimique qui enlève une couche de l'échantillon entre deux mesures consécutives [17].

Depuis le début des années 1960 [18] de nombreuses méthodes de mesure non destructives de charges d'espace et de polarisation ont été développées. Leur avantage majeur est qu'elles permettent de déterminer la distribution spatiale des charges sans détruire l'échantillon et donc de faire un suivi de l'évolution des charges dans le temps. Ces méthodes peuvent être divisées en deux catégories : les méthodes de mesure indirecte des charges et les méthodes de mesure directe de charges. Les principales méthodes sont décrites dans ce chapitre.

2.1 Mesure indirecte des charges

Les méthodes de mesure indirectes des charges dans les structures à semi-conducteur sont des techniques qui consistent en premier lieu à mettre l'échantillon sous-tension puis à mesurer expérimentalement un de ses paramètres, notamment la capacité ou le courant électrique de l'échantillon, en fonction de la tension de polarisation qui lui est appliquée. En deuxième lieu est calculée la distribution des charges dans l'échantillon à partir des résultats expérimentaux et d'un modèle de comportement électrique préétabli. Cette catégorie de méthodes de mesure est surtout utilisée pour la caractérisation des matériaux semi-conducteurs. Ces matériaux sont dans un état cristallin contrairement aux isolants qui se trouvent le plus souvent dans un état amorphe. La structure bien ordonnée des matériaux semi-conducteurs a permis de décrire leurs propriétés électriques par la physique des solides depuis la naissance de cette science. En outre le matériau semi-conducteur le plus utilisé, le Silicium, a été soumis à un grand nombre de tests ce qui a abouti à une très grande base de données concernant le fonctionnement de ce matériau et à la modélisation de son comportement électrique. La connaissance de tout ces éléments concernant le Silicium a permis de se satisfaire des méthodes de mesure indirectes, ces mesures étant de plus relativement simples à mettre en place et peu coûteuses.

2.1.1 Principe de la méthode I-V

Parmi les méthodes de mesure indirecte des charges, la mesure I-V est l'une des techniques les plus simples à appliquer et les moins coûteuses. Elle consiste à mesurer le courant électrique parcourant une structure à semi-conducteurs en fonction de la tension de polarisation qui lui est appliquée. Pour une diode (jonction p-n) par exemple, le dispositif expérimental de la mesure I-V est illustré sur la Figure 2.1. Il comprend une alimentation continue réglable, une résistance R , un ampèremètre relié en série avec la diode et un voltmètre relié en dérivation à cette dernière. La réalisation de la mesure consiste à varier la tension d'alimentation, à relever dans chaque cas la tension de polarisation qui s'affiche sur le voltmètre et le courant qui s'affiche sur

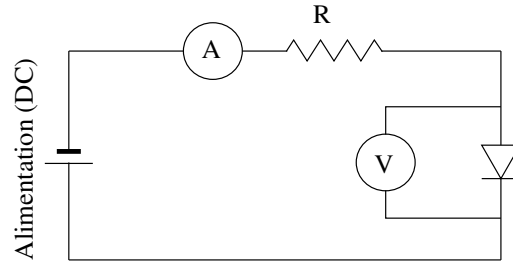


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental de la mesure I-V appliquée à une diode.

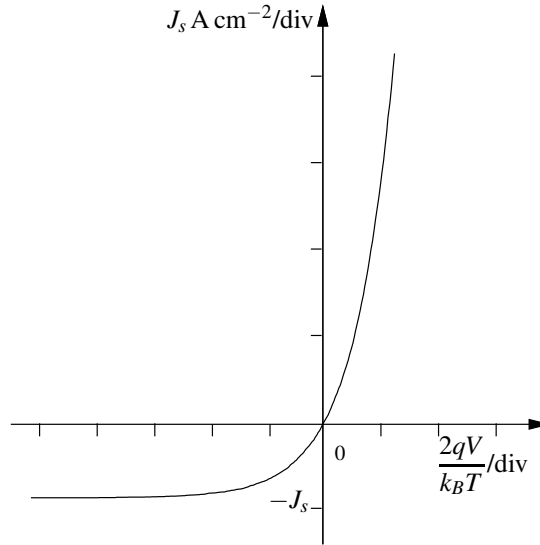


FIGURE 2.2 – La caractéristique courant-tension d'une jonction p-n polarisée.

l'ampèremètre, pour ensuite dresser la caractéristique $I(V)$.

D'après la physique du solide [12], la caractéristique courant-tension d'une jonction p-n polarisée obéit à une équation de la forme :

$$J = \frac{I}{S_{Diode}} = J_p(x_n) + J_n(x_p) = J_S \left(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad (2.1)$$

où J représente la densité totale de courant, I le courant mesuré, S_{Diode} la section de la diode, $J_p(x_n)$ la densité de courant des trous à la sortie de la zone de déplétion du côté n, $J_n(x_p)$ le courant des électrons à la sortie de la zone de déplétion du côté p, J_S le courant de saturation en polarisation inverse, $q = +|e|$ la valeur absolue de la charge élémentaire d'un électron, V la tension de polarisation appliquée à la diode, k_B la constante de Boltzmann, et T la température. La Figure 2.2 représente la caractéristique courant-tension d'une jonction p-n polarisée.

Or le courant de saturation en polarisation inverse s'écrit :

$$J_S = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \quad (2.2)$$

où D_p et D_n représentent respectivement les constantes de diffusion dans les régions p et n , p_{n0} et n_{p0} les concentrations des porteurs minoritaires à l'équilibre électrostatique, L_p la longueur de diffusion des trous dans la région n et L_n la longueur de diffusion des électrons dans la région p .

Soit $n_i = n_p$ la densité intrinsèque de porteurs, N_{ap} et N_{dn} concentration des charges majoritaires piégées du côté p et n respectivement. On peut exprimer la concentration des porteurs minoritaires à l'équilibre électrostatique en fonction de n_i par :

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_{ap}} \quad \text{et} \quad p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_{dn}}. \quad (2.3)$$

Soit τ_p et τ_n correspondant au temps de recombinaison des porteurs minoritaires. On peut exprimer les longueurs de diffusion des trous en fonction du temps de τ_p et τ_n par :

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad \text{et} \quad L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (2.4)$$

Notons que n_i , D_p , D_n , τ_p et τ_n sont des propriétés intrinsèques du matériau semi-conducteur et ne varient pas avec la densité de charges. Ainsi en combinant les équations (2.1), (2.2), (2.3) et (2.4), on obtient :

$$J = \frac{I}{S_{Diode}} = qn_i^2 \left(\frac{1}{N_{dn}} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{1}{N_{ap}} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \right) \left(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right). \quad (2.5)$$

L'analyse des données expérimentales de la mesure $I(V)$ basée sur l'équation (2.5) permet donc de trouver la densité de charges majoritaires piégées N_{Dn} et N_{Ap} , toutes les autres grandeurs étant connues.

2.1.2 Principe de la méthode C-V

La mesure C-V est une technique mise au point dès le début des années 1960. Elle est très utilisée dans l'industrie de la microélectronique pour tester, comparer qualitativement et ajuster les différentes technologies, notamment les procédés de dopage et d'oxydation ainsi que pour qualifier les structures à semi-conducteurs. Cette technique consiste en premier lieu à mesurer expérimentalement la capacité différentielle de la structure étudiée en fonction de la tension de polarisation qui lui est appliquée. Elle consiste en second lieu à confronter les résultats expérimentaux à des modèles physiques afin d'extraire des paramètres électriques variés comme le potentiel de contact ou encore la distribution des charges piégées dans la structure [19, 20].

Afin de préciser comment la capacité différentielle en fonction de la tension peut donner la distribution de charges dans un matériau, une diode réalisée avec une jonction p-n est prise à titre d'exemple. La variation de la tension appliquée aux bornes d'une jonction p-n engendre une variation du champ électrique dans la zone de déplétion et par conséquent une variation de la longueur de cette zone comme le montre la Figure 2.3.

Soit $\vec{E}(x)$ le champ électrique en fonction de la position x dans la jonction, $V(x)$ le potentiel électrique et $N(x)$ la concentration des impuretés du dopage. Dans la zone dopée p on a $eN(x) = -eN_a(x)$ avec $N_a(x)$ la concentration des accepteurs et dans la zone dopée n on a $eN(x) = +eN_d(x)$ avec $N_d(x)$ la concentration des donneurs. On note e la valeur absolue de la charge de l'électron, ϵ la permittivité du milieu, W la largeur de la zone de déplétion et V la tension appliquée aux bornes de la jonction. Lorsque la tension aux bornes de la jonction varie, cela induit une variation de champ électrique dE et une variation de la largeur de la zone de déplétion dW tel que

$$dV \approx -dE W. \quad (2.6)$$

Par ailleurs, la variation de champ dE peut être reliée à la quantité de charges dans la jonction entre W et $W + dW$ d'après l'équation de Gauss. En supposant que la permittivité ϵ est

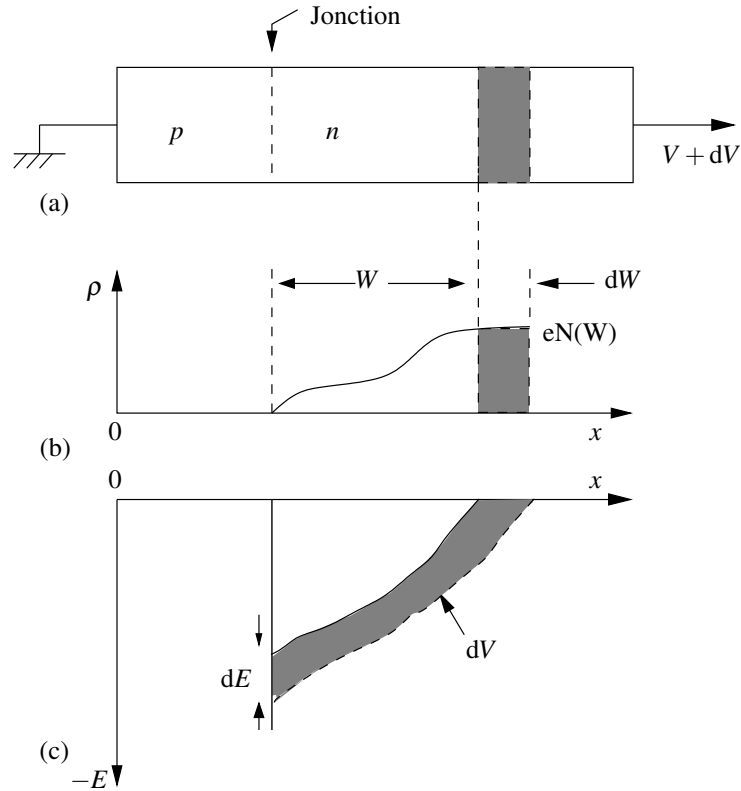


FIGURE 2.3 – Caractéristiques d’une jonction soumise à une tension de polarisation [19].

constante, on a :

$$-\epsilon \frac{dE}{dW} = eN(W) \quad (2.7)$$

où $eN(W)$ correspond à la densité de charge apparaissant suite à la variation de W . On notera que le $-$ dans l’expression précédente vient du fait que la dérivée est effectuée selon les x décroissant. En effet la variation du champ est faite pour $x < W$ (voir Figure 2.3). La quantité de charges apparaissant est donc

$$dQ = eN(W) dW \quad (2.8)$$

et la variation de tension dV devient en combinant (2.7) et (2.8) avec (2.6) :

$$dV = -dE W = +\frac{e}{\epsilon} N(W) dW \times W = +\frac{dQ W}{\epsilon}. \quad (2.9)$$

En notant C_d la capacité différentielle de l'échantillon, on obtient :

$$C_d = +\frac{\partial Q}{\partial V} = \frac{\varepsilon}{W} \text{ F/cm}^2 \quad \text{d'où} \quad W = \frac{\varepsilon}{C_d}. \quad (2.10)$$

En remplaçant la valeur de W dans l'équation (2.9) par celle de l'équation (2.10) et en notant que $W dW = \frac{1}{2}d(W^2)$, on obtient l'expression de la concentration des impuretés $N(x=W)$, soit :

$$dV = +\frac{eN(W)d\left(\frac{\varepsilon^2}{C_d^2}\right)}{2\varepsilon} \quad \text{d'où} \quad N(x=W) = \frac{2}{e\varepsilon} \frac{1}{\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{1}{C_d^2}\right)} \quad (2.11)$$

Ainsi avec la mesure de la capacité différentielle en fonction de la tension V on peut tracer la courbe de $1/C_d^2$ en fonction de V puis calculer sa dérivée $\partial(1/C_d^2)/\partial V$ qui est inversement proportionnelle à $N(W)$. Or pour chaque valeur de V correspond une valeur de la capacité C_d et donc une valeur de la longueur de la zone de déplétion W obtenue en utilisant l'équation (2.10). On obtient alors $N(x)$, la distribution des impuretés ou des charges piégées dans l'échantillon testé. Il faut cependant noter que les charges côté n et côté p ne sont pas distinguées car W augmente simultanément des deux côtés. Le résultat obtenu est donc la superposition des charges de chaque côté de la jonction.

2.1.3 Avantages et inconvénients

La méthode C-V, et les autres méthodes de mesure indirectes profitent de plusieurs avantages : ce sont des techniques simples à mettre en œuvre, rapides, peu coûteuses et non destructives. Elles peuvent donc être utilisées pour faire un suivi de l'évolution des charges dans le temps ou un test statistique sur un même composant en variant les paramètres ou sur un grand nombre de composants. En outre elles permettent d'obtenir un grand nombre d'informations sur les différentes caractéristiques électriques de la structure étudiée tels que le niveau de dopage des impuretés et la tension seuil.

En revanche, l'obtention d'un maximum d'informations sur une structure caractérisée par la mesure C-V ou n'importe quelles autres méthodes de mesure indirectes nécessite un traitement des données expérimentales qui exige la connaissance de modèles de comportement physiques. Ainsi la validité des résultats ne dépend pas uniquement de la qualité des mesures mais aussi de la justesse du modèle de comportement physique.

Par ailleurs les méthodes de mesure indirectes utilisent la tension appliquée comme variable de mesure. Ainsi, de manière intrinsèque, ces méthodes ne peuvent pas tester les structures dans leur condition normale de fonctionnement, c'est-à-dire sous une tension de polarisation donnée.

2.1.4 Mode opératoire et instrumentation

La méthode C-V consiste à mesurer la capacité différentielle en fonction de la tension qui est appliquée à la structure étudiée. Il existe deux procédures principales pour réaliser cette technique. La première procédure, dite quasi-statique, consiste à mesurer la réponse transitoire engendrée par une rampe de courant. La deuxième procédure, la plus utilisée, consiste à mesurer l'impédance de la structure étudiée en régime alternatif à partir d'un Pont RLC ou d'un impédancemètre. Pour cette dernière procédure, une tension $V = V_c + \delta V \times \cos(2\pi f t)$ est appliquée à l'échantillon étudié où δV est l'amplitude d'une petite variation alternative de tension, typiquement 10 mV, et de fréquence f de l'ordre du mégahertz. La tension continue V_c sert à imposer une tension continue aux bornes de la structure étudiée pour effectuer la mesure. La mesure du courant δi à travers la jonction permet de déduire l'admittance différentielle Y de la jonction par $Y = \delta i / \delta V = 1/R + 2i\pi f C_d$ où R et C_d sont respectivement la résistance et la capacité différentielle de la jonction. La capacité différentielle C_d est estimée pour plusieurs valeurs de V_c pour une fréquence f donnée.

La Figure 2.4 montre le dispositif nécessaire pour appliquer la mesure C-V. Il s'agit d'un analyseur d'impédance Phase-Gain. La mesure peut se faire aussi par un impédancemètre ou un pont RLC et un câble à pointe de touche pour l'application de la tension.



FIGURE 2.4 – Un analyseur d'impédance Phase-Gain.

2.2 Mesure directe des charges

L'aspect indirect du test des structures à semi-conducteur freine la progression des nouveaux matériaux. Des mesures plus directes, ne nécessitant donc pas un modèle de comportement préalable, seraient bienvenues. De telles méthodes de mesure existent mais sont généralement appliquées aux matériaux isolants, bien qu'il a été montré qu'elles pouvaient être appliquées aux matériaux semi-conducteurs [21, 22, 23].

Les méthodes de mesure directes des distributions de charges sont des techniques qui consistent à perturber directement et localement les charges dans le matériau étudié, puis à mesurer le signal résultant. La perturbation peut être produite par la diffusion de chaleur, la propagation d'une onde mécanique ou l'application d'une impulsion de tension. Dans tout les cas l'équilibre électro-mécanique est rompu ce qui produit une réponse mesurable du matériau testé. Dans certaines implémentations de ces méthodes, la mesure produit un signal à l'image de la distribution de charges ou du champ électrique dans l'échantillon, le temps et l'espace étant reliés par la vitesse du son.

2.2.1 Méthodes thermiques

Le procédé de perturbation directe des charges a été utilisé la première fois au début des années 1970 [24] pour vérifier la qualité de films pyroélectriques lors du processus de fabrication. L'objectif de son utilisation n'était pas de déterminer la distribution des charges dans le matériau mais simplement de vérifier son uniformité. Ce procédé a été amélioré en 1976 [25] pour être utilisés dans l'identification de la distribution des charges dans les matériaux isolants. Ainsi fut l'apparition de la première méthode thermique qui consiste à chauffer l'échantillon par l'une de ses faces à l'aide d'une impulsion de chaleur. Cette impulsion de chaleur diffuse dans l'échantillon, ce qui produit une dilatation du matériau et donc déplace les charges qu'il contient. Cela produit une variation de tension aux bornes du matériau ou un courant circulant dans le circuit connectant ses électrodes selon que la condition de mesure est en circuit ouvert ou en court-circuit. Sachant que le profil de température évolue au cours de la diffusion de la chaleur, le signal électrique mesuré dépend directement de la distribution des charges dans le matériau.

Le profil de température évolue beaucoup au cours de sa diffusion. Il est donc nécessaire de recourir à des algorithmes sophistiqués pour retrouver la distribution des charges à partir du signal mesuré. Il existe maintenant plusieurs techniques de mesure thermique, par impulsion de chaleur, par modulation de chaleur, par échelon thermique ou par modulation thermique.

Le principe de la méthode thermique est représenté sur la Figure 2.5. L'échantillon étudié est placé entre deux électrodes court-circuitées par un appareil de mesure de faible impédance, il constitue donc le diélectrique d'un condensateur plan. Les charges d'espace présentes dans le matériau induisent des charges images sur les électrodes. Ces charges images dépendent de la quantité et de la position des charges d'espace dans l'échantillon mesuré. La variation non uniforme provoquée par la diffusion de la chaleur engendre des déformations locales du matériau (dilatation) et fait varier ses propriétés diélectriques. Cela perturbe l'équilibre des charges images et une partie de ces charges passent d'une électrode à l'autre par l'intermédiaire du circuit de mesure ce qui génère un signal. Ce signal dépend de la distribution de charges dans l'échantillon. En effet le courant électrique qui circule dans le circuit extérieur est relié au

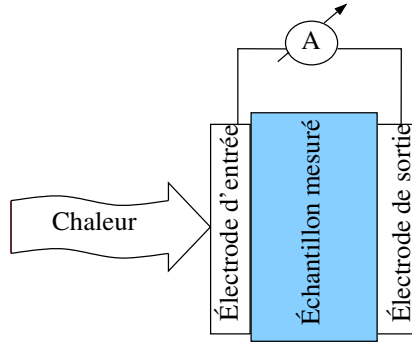


FIGURE 2.5 – Principe de la méthode thermique.

champ électrique à l'intérieur du matériau étudié selon l'équation [26, 27] :

$$i(t) = -\alpha C \int_0^d E(x) \frac{\partial \Delta T(x, t)}{\partial t} dx \quad (2.12)$$

où C est la capacité de l'échantillon, $\alpha = \alpha_d - \alpha_\epsilon$ avec α_d le coefficient de dilatation thermique du matériau et α_ϵ le coefficient de variation de la permittivité ϵ avec la température, $E(x)$ correspond au champ électrique à l'intérieur de l'échantillon, $x = 0$ et $x = d$ correspondent aux bornes de l'échantillon, et $\Delta T(x, t)$ correspond à la variation de la température à la position x et à l'instant t .

La perturbation thermique peut être faite par un laser impulsionnel, continu ou modulé [28, 29]. Dans ce cas on impose une source de chaleur à l'échantillon. Mais aussi en imposant directement des variations de température à la surface de l'échantillon. C'est notamment le cas de la Méthode de l'Onde Thermique (MOT) qui utilise un radiateur hydraulique [27] ou des modules Peltier [30].

2.2.2 Méthode élasto-électrique

Les méthodes élastiques forment un autre groupe de méthodes de mesure directe de charges. Une première méthode élastique est la méthode de l'onde de pression. À la place de la diffusion thermique, on utilise la propagation d'une onde mécanique. L'onde élastique peut être

engendrée par l'absorption d'une impulsion laser ultra courte dans le cas de la technique Laser-Induced-Pressure-Pulse (LIPP). Elle peut aussi être générée par un matériau piézoélectrique et on parle alors de la technique Piezoelectrically-Induced-Pressure-Pulse (PIPP) ou de la technique Piezoelectrically-Induced-Pressure-Step (PIPS) selon que l'onde élastique a un profil impulsionnel ou indiciel. Lorsque l'onde élastique est une impulsion monopolaire, elle déplace tour à tour les charges rencontrées dans le matériau au cours de la propagation. Le déplacement des charges produit un courant mesurable par un circuit externe, proportionnel à la charge déplacée et à un instant correspondant à la position de l'impulsion dans le matériau testé. Ainsi le courant mesuré est l'image de la distribution de charges, le temps et l'espace étant reliés par la vitesse du son. Selon les conditions de mesure, en courant ou en tension, et le profil de l'onde élastique, en impulsion ou en échelon, il est possible d'obtenir une image directe des charges, du champ électrique ou du potentiel. La première technique utilisant une perturbation élastique pour détecter les charges a été développée au Laboratoire d'Électricité Générale de l'ESPCI en 1976 [8] et fut nommée Méthode de l'Onde de Pression (MOP), en anglais Pressure Wave Propagation (PWP) method.

La méthode de l'onde de pression ou la MOP est une méthode qui se base sur un couplage élasto-électrique et qui consiste à propager une impulsion de pression dans l'échantillon étudié afin de perturber les charges qu'il contient, puis de mesurer le signal résultant au niveau des électrodes. Ce signal correspond à l'image de la distribution des charges d'espace dans l'échantillon. Le principe de cette technique est illustré sur la Figure 2.6. L'avantage principal de cette technique par rapport aux méthodes thermiques est que le profil de l'impulsion de pression varie peu durant la propagation. Ainsi presque aucun traitement du signal est nécessaire ce qui réduit les incertitudes sur l'estimation de la distribution des charges. En outre la mesure est rapide, elle ne dure que le temps que prend l'onde élastique pour parcourir l'échantillon étudié.

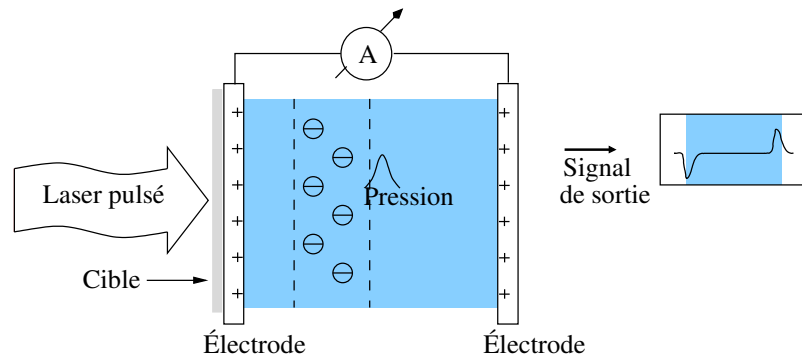


FIGURE 2.6 – Principe de la méthode de l'onde de pression.

2.2.3 Méthode électro-élastique

En 1985, le couplage inverse a été proposé au Japon par Maeno et Takada [31, 32]. Au lieu de perturber l'échantillon par une onde élastique, on lui applique une impulsion électrique de courte durée. La force électrostatique agissant sur les charges de l'échantillon est alors modifiée, ce qui crée une onde élastique dont le profil est proportionnel à la distribution de charges. Cette onde est ensuite mesurée par un transducteur piézoélectrique couplé à l'échantillon comme illustré sur la Figure 2.7a. Cette méthode fut nommée Pulsed Electro-Acoustic (PEA).

Le dispositif classique de la mesure PEA est illustré par la Fig 2.7b. L'électrode supérieure est reliée à une source de haute tension qui polarise l'échantillon et à un générateur d'impulsions pour perturber le matériau testé. La connexion au générateur d'impulsions se fait à travers un circuit électronique de couplage. L'amplitude des impulsions doit être adaptée à l'épaisseur de l'échantillon et sa durée doit être beaucoup plus petite que le temps de transit des ondes élastiques à travers l'échantillon pour favoriser une meilleure résolution. Afin d'obtenir un bon rapport signal/bruit, les impulsions sont appliquées de manière répétitive et le signal détecté est moyenné. L'électrode inférieure est utilisée comme guide d'onde, elle est composée d'une plaque d'aluminium d'épaisseur généralement supérieure à 1 cm pour retarder le signal acoustique dans le but d'éviter les perturbations électroniques dues à la génération de l'impulsion. À la sortie de l'électrode inférieure, un film piézoélectrique en PVDF ou en LiNbO_3 convertit le signal acoustique en un signal électrique. Ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur large bande de faible bruit puis est enregistré par un oscilloscope, avant d'être transmis à un

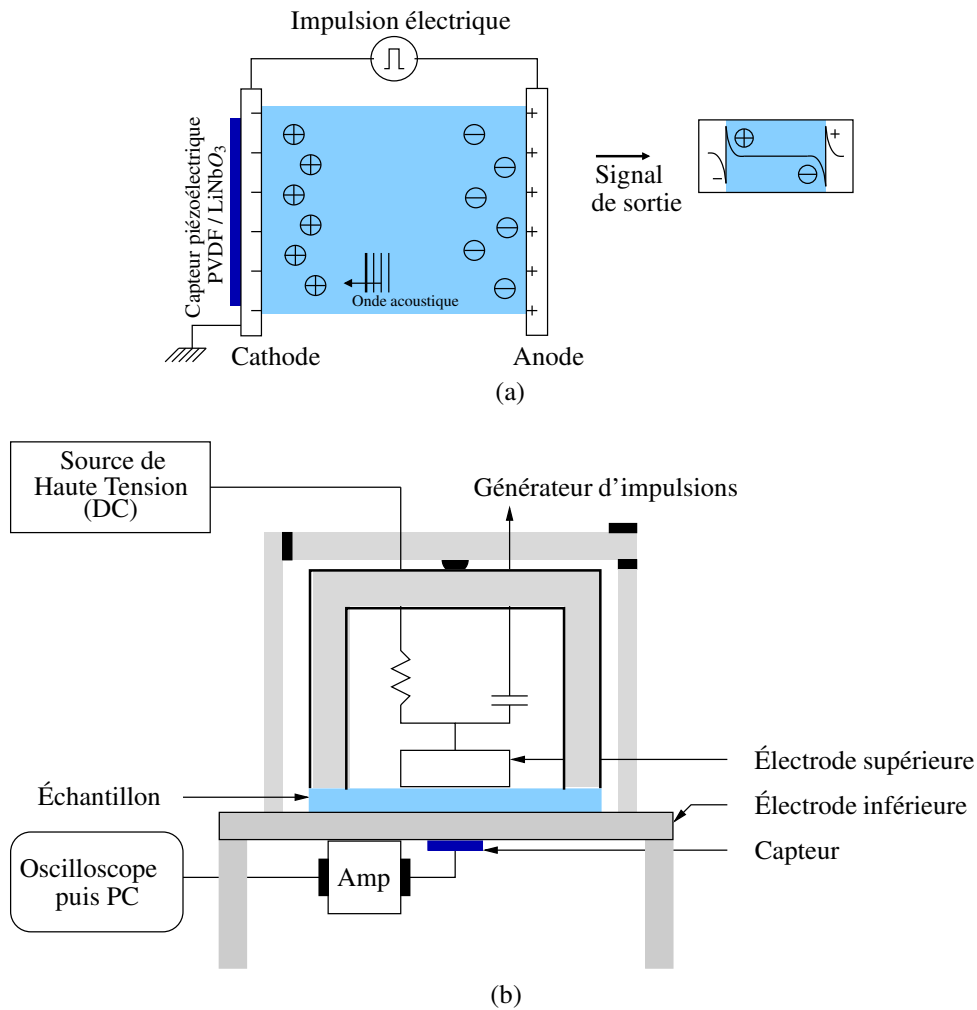


FIGURE 2.7 – Mesure PEA : (a) principe et (b) dispositif.

ordinateur. Les données récupérées par l'ordinateur sont enfin traitées par un logiciel de calcul numérique afin de déterminer la fonction de transfert du système puis remonter à la densité de charge dans l'échantillon.

2.2.4 Avantages et inconvénients

Plusieurs études comparatives ont été élaborées entre les méthodes thermiques et les méthodes acoustiques de mesure de charges [33, 34]. Ainsi on a trouvé que les méthodes acoustiques fonctionnent bien dans l'étude des films épais avec une bonne résolution spatiale en volume, par contre les méthodes thermiques marchent mieux quand il s'agit de films minces. Donc ces méthodes sont complémentaires pour l'étude de charges d'espace ou de la polarisation des

matériaux.

Les différentes méthodes de mesure directe de charges sont des techniques non destructives qui permettent de déterminer le profil de charges d'un échantillon sans avoir besoin de connaître au préalable les propriétés et le comportement électrique du matériau étudié. Ces techniques peuvent donc être utilisées pour caractériser de nouveaux matériaux. Les méthodes élastiques profitent d'avantages supplémentaires, elles permettent des mesures en temps réel et les signaux mesurés sont une image quantitative de la distribution des charges ou du champ électrique dans l'échantillon.

En revanche les méthodes de mesure directe nécessitent une bonne transmission de la perturbation, en d'autres termes les méthodes acoustiques nécessitent une bonne transmission des ondes acoustiques entre les interfaces de l'échantillon étudié et les méthodes thermiques nécessitent une bonne transmission de la chaleur. La réflexion et l'atténuation peuvent poser des problèmes et erronner les résultats. Certains protocoles sont exigés pour les échantillons qui contiennent plusieurs couches de matériaux [35]. De façon générale les échantillons étudiés subissent un test de qualification élastique ou thermique avant la mesure de charges si leur structure est complexe.

Les méthodes de mesure directe de charges ont prouvé une grande efficacité dans la qualification des matériaux isolants et des structures à isolants tels que les câbles, les composants en microélectronique, les films minces et les plaques. Au niveau des matériaux semi-conducteurs et conducteurs, l'effet d'écrantage dû à la grande densité de charges mobiles reste un obstacle pour l'emploi de ces méthodes. La perturbation déplace les charges piégées, ce qui modifie le champ électrique et déplace indirectement les charges mobiles. Les signaux sont donc plus complexes à analyser.

2.2.5 Instrumentation de la MOP

L'utilisation de la méthode de l'onde de pression nécessite la génération d'une impulsion de pression. Dans les premières applications, les impulsions étaient générées par un tube à ondes de choc [8], cette technique a permis de valider la méthode mais la résolution spatiale et la mesure était difficile. En 1981 une nouvelle technique a été proposée par C. Alquié [36] au sein du Laboratoire d'Électricité Générale de l'ESPCI. Cette technique consiste à générer une impulsion de pression avec une impulsion laser et fut nommée en anglais Laser-Induced-Pressure-Pulse LIPP method par G. M. Sessler [37]. Un laser Nd-YAG de forte puissance (100 MW à la crête) et de courte durée (5 ns) émet une impulsion qui frappe une cible et lui arrache un fragment de matière. Par conservation de la quantité de mouvement, une pression s'exerce sur la cible, ce qui donne naissance à une onde ultrasonore qui est transmise à l'échantillon par couplage acoustique. Les Figures 2.8 (a) et 2.8 (b) montrent le dispositif utilisé pour utiliser la MOP dont le support de l'échantillon (1), un amplificateur (2), un oscilloscope (3) et le laser. La Figure 2.9 schématise la chaîne de mesure. La cible est constituée d'un disque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur et le couplage se fait à l'aide de Phényl Salicylate. C'est un couplant liquide au dessus de 50°C et cristallin en dessous. Ainsi, il permet un montage et un démontage facile sans détérioration des électrodes de l'échantillon déposées sous vide. Les électrodes de l'échantillon sont reliées à un oscilloscope à travers un amplificateur de 40 dB, de 400 MHz de bande passante et de 50 Ω d'impédance d'entrée.

Afin de pouvoir analyser les résultats de la MOP il faut savoir si le signal est obtenu en conditions de court-circuit ou de circuit ouvert. Pour cela il faut identifier les conditions de mesure imposées par la chaîne de mesure. La tension à l'entrée de l'amplificateur est

$$v = \frac{r}{1 + rCp} I \quad (2.13)$$

où r correspond à la résistance de l'amplificateur, C correspond à la capacité de l'échantillon mesuré et p la variable de Laplace. La constante de temps du circuit est $\tau = rC$. Selon la valeur

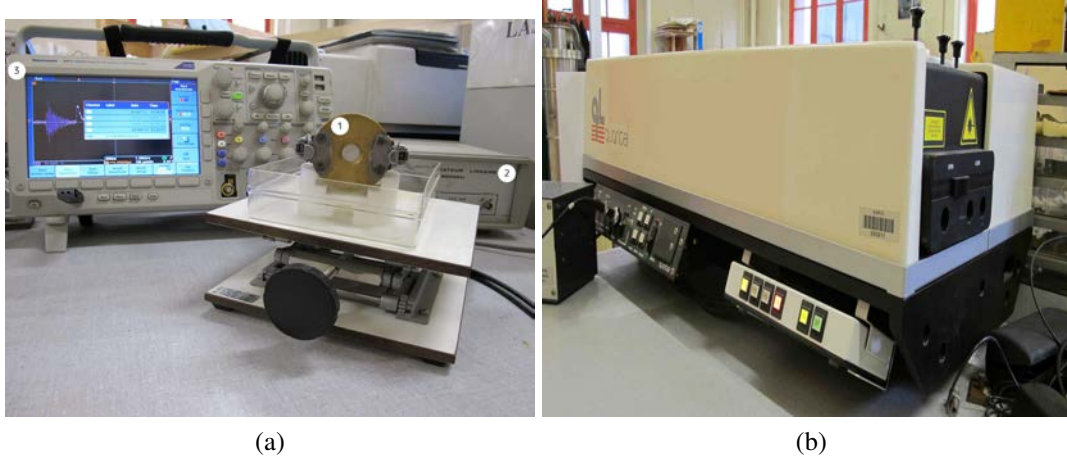


FIGURE 2.8 – Dispositif utilisé pour la méthode de l'onde de pression MOP : (a) Support de l'échantillon étudié (1), amplificateur de signaux (2), et oscilloscope (3). (b) Laser Nd-YAG générant les impulsions de pression par ablation laser.

de τ par rapport à la durée de la mesure et la durée de l'impulsion de pression, les conditions de mesure sont :

- si τ est très grand par rapport à la durée de la mesure, c'est à dire le temps mis par la pression pour traverser l'échantillon, alors :

$$v \simeq \frac{1}{C_p} I = \frac{1}{C} \int I dt \quad (2.14)$$

et le signal est obtenu en condition de circuit ouvert. Le signal représente alors un champ électrique ;

- si τ est très petit par rapport à la durée de l'impulsion de pression, alors :

$$v \simeq rI \quad (2.15)$$

et le signal est obtenu en condition de court-circuit. Le signal représente une distribution de charges.

Pour identifier les conditions de mesure, une résistance $R = 150\Omega$ est ajoutée à la chaîne de mesure en série avec l'échantillon. En conséquence la fréquence de coupure du système de mesure est décalée vers les basses fréquences. La comparaison des résultats obtenus avant et après l'ajout de cette résistance permet d'identifier les conditions de mesures. En effet dans le

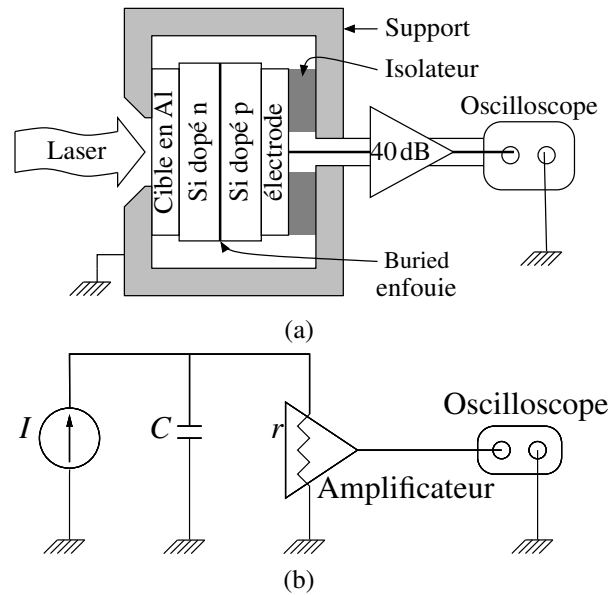


FIGURE 2.9 – (a) Schéma du dispositif expérimental avec une jonction p-n comme échantillon (b) circuit électrique équivalent [22].

cas où la mesure se fait en condition de circuit ouvert, le signal obtenu est simplement multiplié par le facteur $50/(50 + R) = 0.25$ du fait du pont diviseur créé par la résistance R et l'impédance d'entrée r de l'amplificateur. Dans le cas où la mesure se fait en condition de court-circuit, le signal obtenu reste le même puisque la résistance R est dans la même maille que l'échantillon. Éventuellement l'allure du signal peut légèrement changer à cause du changement de la fréquence de coupure du circuit.

2.3 Synthèse

Les méthodes de mesure indirecte de charges sont des techniques qui consistent à mesurer l'un des paramètres de l'échantillon tels que le courant ou la capacité différentielle en fonction de la tension de polarisation puis à extraire à partir des résultats expérimentaux la distribution des charges dans l'échantillon à partir d'un modèle de comportement électrique préétabli. Ces techniques telles que la méthode I-V ou la méthode C-V sont des méthodes simples à mettre en œuvre, rapides et peu coûteuses mais qui exigent la connaissance des modèles physiques des matériaux étudiés. Elles sont donc efficaces pour le contrôle des matériaux déjà connus mais ne

peuvent pas être utilisées pour étudier de nouveaux matériaux dont on ne connaît pas de modèle éprouvé. En outre ces mesures se font en faisant varier la tension de polarisation de l'échantillon étudié, donc la caractérisation ne peut pas se faire en condition de fonctionnement normale du composant.

Les méthodes de mesure directe de charges consistent à perturber directement les charges du matériau testé pour modifier l'état d'équilibre électrostatique, ce qui génère un signal mesurable. La perturbation peut être thermique ou acoustique. Ces méthodes ne nécessitent pas la connaissance de modèle physique du matériau étudié, elles peuvent donc être utilisées pour qualifier de nouveaux matériaux. Elles ont un grand succès pour l'étude des matériaux isolants, mais sont aussi applicables pour les matériaux semi-conducteurs [38]. Cependant l'effet d'écrantage reste l'obstacle principal qui empêche une interprétation facile des signaux pour l'étude des structures à semi-conducteur ou des métaux. La méthode de mesure principale utilisée dans ce travail de thèse est la méthode de l'onde de pression (MOP). L'avantage de cette méthode par rapport aux autres méthodes de mesure directe de charges est qu'elle ne nécessite pas de déconvolution du signal et que la perturbation élastique n'agit pas aussi directement sur les charges mobiles qu'une perturbation électrique. En effet la perturbation élastique provoque une très petite variation de champ électrique dans l'échantillon, et donc une très petite influence sur les charges mobiles du fait du courant de conduction. En revanche, l'utilisation d'une perturbation électrique provoque une grande variation du champ électrique dans l'échantillon, presque un million de fois plus grande que celle provoquée par la perturbation mécanique si on compare les conditions de mesure usuelles dans le cas des isolants. Ainsi l'impact sur les charges mobiles est également environ un million de fois plus grand.

Chapitre 3

Analyse théorique et numérique du signal

Dans ce troisième chapitre une analyse théorique et numérique de la méthode de l'onde de pression est proposée. En premier lieu l'interaction élasto-électrique dans les différents matériaux semi-conducteurs, isolants et conducteurs due à la propagation de l'onde de pression est analysée afin de mettre le signal de mesure en équation pour différentes structures. En deuxième lieu ce signal de mesure est estimé à partir de simulations numériques.

3.1 Interaction élasto-électrique

La propagation d'une onde de pression dans un matériau est équivalente à une succession de compressions et de détentes selon la profondeur de l'échantillon. Une compression entraîne une variation de la densité de charge piégées et de certaines propriétés électriques du matériau. En effet, à l'équilibre électrostatique, le potentiel électrique V est relié à la densité de charges ρ par l'équation locale de Maxwell-Gauss :

$$-\text{div}(\epsilon \vec{g}\text{rad}(V)) = \rho. \quad (3.1)$$

Pendant la perturbation due à l'onde de pression la densité de charge devient $\rho + \delta\rho$, la permittivité devient $\varepsilon + \delta\varepsilon$ et le potentiel électrique devient $V + \delta V$. Pour une petite perturbation, seul les termes du premier ordre sont prépondérants et on trouve que la variation de l'équilibre électrostatique est :

$$-\text{div}(\varepsilon \vec{\text{grad}}(\delta V)) - \text{div}(\delta\varepsilon \vec{\text{grad}}(V)) = \delta\rho. \quad (3.2)$$

Cette variation de l'état d'équilibre électrostatique est valide tant que le temps caractéristique de l'onde de pression correspondant à son temps de montée de 10 à 90% est très supérieur au temps caractéristique d/c de la propagation des ondes électromagnétiques dans la structure de l'échantillon d'épaisseur d , c étant la vitesse de la lumière. Compte tenu de la différence de vitesse entre les ondes électromagnétiques et les ondes mécaniques, on est bien dans ce cas et à chaque instant on peut considérer que l'équilibre électrostatique est atteint.

3.1.1 Réponse électrique dans les matériaux semi-conducteurs

Dans le cas des matériaux semi-conducteurs, on peut considérer deux types de charges, les charges piégées de densité N dont les mouvements sont très lents devant le temps caractéristique de l'onde de pression et les charges mobiles de densité n ou p selon le type de charges considéré, dont les mouvements sont au contraire très rapides devant le temps caractéristique de l'onde de pression. La densité de charges totale est donc

$$\rho = e(N + p - n), \quad (3.3)$$

où e correspond à la charge de l'électron. L'équation (3.2) devient

$$-\text{div}(\varepsilon \vec{\text{grad}}(\delta V)) - \text{div}(\delta\varepsilon \vec{\text{grad}}(V)) = e(\delta p - \delta n) + e\delta N. \quad (3.4)$$

À l'intérieur du matériau semi-conducteur et à l'équilibre électrostatique, on a d'après l'équation (1.21)

$$\begin{cases} p = p_0 \exp(-V/\psi) \\ n = n_0 \exp(+V/\psi) \end{cases} \quad (3.5)$$

donc les variations des densités des charges mobiles s'écrivent :

$$\begin{cases} \delta p = \frac{\partial p}{\partial V} \delta V = -\frac{p}{\psi} \delta V \\ \delta n = \frac{\partial n}{\partial V} \delta V = +\frac{n}{\psi} \delta V \end{cases} \quad (3.6)$$

L'équation (3.2) dans le cas d'un matériau semi-conducteur s'écrit :

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\epsilon \vec{g} \operatorname{grad}(\delta V)) - \frac{e(p+n)}{\psi} \delta V &= -e \delta N - \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{g} \operatorname{grad}(V)) \\ &= -e \delta N + \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{E}) \end{aligned} \quad (3.7)$$

où δV correspond à la variation du potentiel électrostatique, $e(p+n)/\epsilon\psi = 1/\lambda^2$ à l'inverse du carré de la longueur d'écrantage et $\delta N - \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{E})$ à la distribution volumique des charges et des dipôles induits. Ainsi le premier membre de l'équation rassemble les termes du signal et le second membre les sources électrostatiques à l'origine du signal.

3.1.2 Réponse électrique dans le cas des matériaux isolants

La différence entre les matériaux semi-conducteurs et les matériaux isolants est que la longueur d'écrantage est infinie dans ces derniers. Les charges piégées sont des ions positifs ou négatifs de densité N et les charges mobiles sont négligeables. La densité de charges ρ correspond uniquement à

$$\rho = eN. \quad (3.8)$$

La réponse électrique dans le cas des matériaux isolants peut alors être déduite de celle des matériaux semi-conducteurs en tenant compte des différences dans les densités de charges :

$$\begin{aligned}\operatorname{div}(\epsilon \vec{\operatorname{grad}}(\delta V)) &= -e \delta N - \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{\operatorname{grad}}(V)) \\ &= -e \delta N + \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{E}).\end{aligned}\tag{3.9}$$

On considère que le matériau isolant étudié ne contient pas de dipôles permanents, ou que ceux-ci sont pris en compte par la densité de charges équivalente $\rho_\pi = -\operatorname{div} \vec{\pi}$, avec $\vec{\pi}$ la densité de dipôles permanents.

3.1.3 Réponse électrique dans le cas des matériaux conducteurs

La différence entre les matériaux semi-conducteurs et les matériaux conducteurs est que dans ces derniers la longueur d'écrantage est plus faible, les charges piégées sont des ions positifs de densité N et les charges mobiles sont des électrons de densité n . La densité de charges ρ se réduit à :

$$\rho = e(N - n).\tag{3.10}$$

La réponse électrique dans le cas des matériaux conducteurs peut alors être déduite de celle des matériaux semi-conducteurs en tenant compte des différences dans les densités de charges :

$$\begin{aligned}\operatorname{div}(\epsilon \vec{\operatorname{grad}}(\delta V)) - \frac{en}{\psi} \delta V &= -e \delta N - \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{\operatorname{grad}}(V)) \\ &= -e \delta N + \operatorname{div}(\delta \epsilon \vec{E}).\end{aligned}\tag{3.11}$$

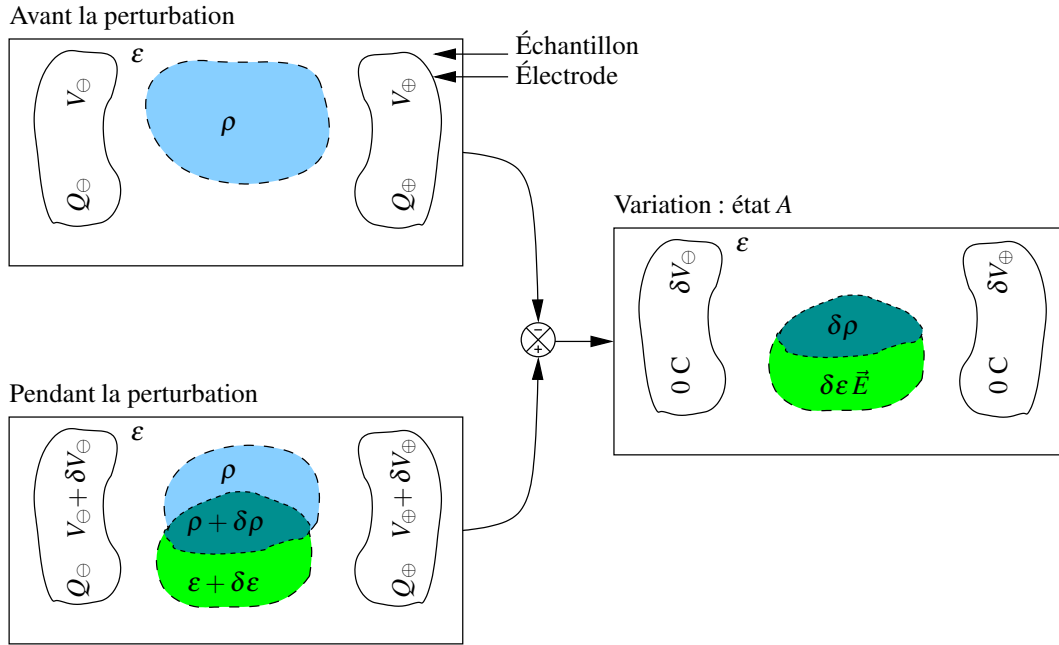


FIGURE 3.1 – Mesure en condition de circuit ouvert, état d'équilibre A.

3.2 Signal de la Méthode de l'Onde de Pression

On a vu que le cas des matériaux semi-conducteurs est général et que l'on peut en déduire le cas des matériaux isolants ou conducteurs en éliminant certains termes de la distribution de charges prise en compte. Dans cette section, seul le signal pour les matériaux semi-conducteurs est calculé, les autres en sont donc déduits.

3.2.1 Identité de Gauss

La mise en équation du signal mesuré par la MOP consiste en premier lieu à déterminer les sources électrostatiques qui vérifient l'équation (3.7) en condition de circuit ouvert. Cet état d'équilibre est appelé A et est représenté sur la Figure 3.1. Il correspond à un échantillon dans lequel la densité volumique de charges équivalentes est $e\delta N - \text{div}(\delta\epsilon\vec{E})$. Les potentiels au niveau des bornes de l'échantillon sont δV_{\oplus} et δV_{\ominus} et la charge totale sur chaque électrode est nulle ($Q_A = 0$) puisqu'il n'y a aucun apport de charges sur les électrodes en condition de circuit ouvert.

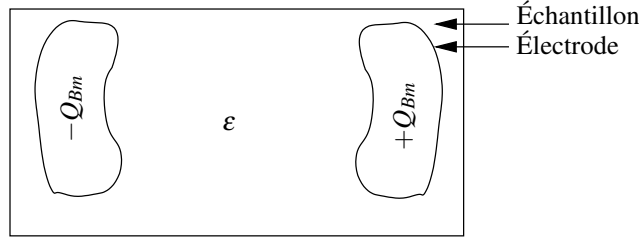


FIGURE 3.2 – Mesure en condition de circuit ouvert, état d'équilibre B permettant d'isoler $\delta V_{\oplus} - \delta V_{\ominus}$.

Le signal mesuré par la MOP en condition de circuit ouvert est $v_m = \delta V_{\oplus} - \delta V_{\ominus}$. Afin de le déterminer on applique l'identité de Gauss [13].

$$\int V_A \rho_B dV = \int V_B \rho_A dV, \quad (3.12)$$

en utilisant l'état d'équilibre A décrit dans la Figure 3.1 et un état d'équilibre B permettant d'isoler δV_{\oplus} et δV_{\ominus} . Cet état d'équilibre B correspond à la structure de l'échantillon vide de charges et comportant $+Q_{Bm} \neq 0$ sur l'électrode positive et $-Q_{Bm} \neq 0$ sur l'électrode négative. Cet état d'équilibre virtuel vérifiant l'équation (3.7) sans second membre, n'existe pas physiquement ; il est juste utilisé à des fins de calculs.

Puisqu'il n'y a de sources que sur les électrodes dans l'état B et que les électrodes sont des équipotentiellles, le premier membre de l'identité de Gauss s'écrit :

$$\int V_A \rho_B dV = \oint_{\mathcal{E}} V_A \sigma_B ds = \delta V_{\oplus} Q_{Bm} - \delta V_{\ominus} Q_{Bm} \quad (3.13)$$

où \mathcal{E} représente les électrodes. Le second membre de l'identité de Gauss s'écrit :

$$\begin{aligned} \int V_B \rho_A dv &= \int V_B \left[e \delta N - \text{div}(\delta \epsilon \vec{E}) \right] dv \\ &= \int e V_B \delta N dv - \oint_{\mathcal{E}} V_B \delta \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{s} + \int \delta \epsilon \vec{E} \cdot \vec{g} \text{rad}(V_B) dv \\ &= \int e V_B \delta N dv - \int \delta \epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}_B dv \end{aligned} \quad (3.14)$$

puisque $V_B \vec{E}$ tend suffisamment rapidement vers zéro à l'infini pour annuler l'intégrale de sur-

face. En égalisant les deux membres (3.13) et (3.14) de l'identité de Gauss, on obtient la tension v_m mesurée en condition de circuit-ouvert :

$$v_m = \delta V_{\oplus} - \delta V_{\ominus} = \int e \delta N v dv - \int \delta \varepsilon \vec{E} \cdot \vec{\xi} dv \quad (3.15)$$

avec $v = V_B/Q_{Bm}$ et $\vec{\xi} = \vec{E}_B/Q_{Bm}$. Le potentiel électrique réduit v et le champ électrique réduit $\vec{\xi}$ décrivent la structure de l'échantillon. Ils correspondent respectivement au potentiel et au champ électrique dans la structure de l'échantillon lorsque l'électrode positive porte une charge de $+1$ C, l'électrode négative porte une charge de -1 C et la distribution des charges mobiles est celle de l'échantillon réel à l'équilibre électrostatique. Le potentiel v peut donc être qualifié de potentiel de sensibilité et le champ électrique $\vec{\xi}$ de champ de sensibilité.

3.2.2 Expression du signal

La perturbation qu'engendre l'onde de pression comporte deux phénomènes principaux, le déplacement de la matière symbolisé par \vec{u} qui a la dimension d'une longueur, et la déformation de matière symbolisée par $S = \text{div} \vec{u}$ qui est sans dimension. Le déplacement de la matière conduit à une variation spatiale de la densité de charges piégées eN ou de la permittivité ε . En fait N ou ε se trouvant à la position \vec{x} pendant la perturbation se trouvait à la position $\vec{x} - \vec{u}$ avant la perturbation. Donc pour un petit déplacement \vec{u} dû à l'impulsion de pression, les variations de la densité de charges piégées et de la permittivité sont :

$$\begin{cases} \delta N(\vec{x}) = N(\vec{x} - \vec{u}) - N(\vec{x}) = -\vec{u} \cdot \vec{\text{grad}}(N) \\ \delta \varepsilon(\vec{x}) = \varepsilon(\vec{x} - \vec{u}) - \varepsilon(\vec{x}) = -\vec{u} \cdot \vec{\text{grad}}(\varepsilon) \end{cases} \quad (3.16)$$

La déformation de la matière agit directement sur les propriétés du matériau. La variation de la densité de charges avec la déformation est obtenue à travers la loi de conservation de charges dans la mesure où les charges piégées n'ont pas le temps de se déplacer pendant la durée de

l'impulsion de pression. Pour un élément de volume τ , la charge totale reste constante et égale à $eN\tau$ quelle que soit la déformation du volume. Ainsi en supposant que les charges ne peuvent pas sortir de l'élément de volume pendant la durée de la mesure, on peut écrire $\delta(N\tau) = N\delta\tau + \tau\delta N = 0$, d'où :

$$\delta N = -N \frac{\delta\tau}{\tau} = -NS = -N \operatorname{div} \vec{u}. \quad (3.17)$$

La variation totale de N est la somme de la variation due au déplacement de la matière décrite par (3.16) et la variation due à la déformation décrite par (3.17) :

$$\delta N = -\vec{u} \cdot \vec{\operatorname{grad}}(N) - N \operatorname{div} \vec{u} = -\operatorname{div}(N\vec{u}).$$

La variation de permittivité $\delta\epsilon$ avec la déformation de la matière S est définie par l'effet électrostrictif. Pour de faibles déformations, $\delta\epsilon$ est proportionnelle à la déformation S :

$$\delta\epsilon = aS = a \operatorname{div}(\vec{u}) \quad (3.18)$$

où a est le coefficient électrostrictif qui dépend de la nature du matériau et qui est souvent négatif pour les matériaux isolants mais peut être positif pour les matériaux cristallins [39, 40].

La variation totale de ϵ est la somme de la variation due au déplacement de la matière décrite par (3.16) et la variation due à la déformation décrite par (3.18) :

$$\delta\epsilon = -\vec{u} \cdot \vec{\operatorname{grad}}(\epsilon) + a \operatorname{div}(\vec{u}).$$

En rassemblant tous les termes, le signal mesuré par la MOP s'écrit :

$$v_m = - \int e \operatorname{div}(N\vec{u}) v \, dv + \int \vec{u} \cdot \vec{\operatorname{grad}}(\epsilon) \vec{E} \cdot \vec{\xi} \, dv - \int a \operatorname{div}(\vec{u}) \vec{E} \cdot \vec{\xi} \, dv. \quad (3.19)$$

La résolution de ce signal pour un semi-conducteur à structure unidimensionnelle de surface

excitée A s'écrit :

$$v_m = -A \int e \frac{\partial}{\partial x} (Nu) v \, dx + A \int u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} E \xi \, dx - A \int a \frac{\partial u}{\partial x} E \xi \, dx. \quad (3.20)$$

Le premier terme du second membre s'intègre par parties :

$$\begin{aligned} -A \int e \frac{\partial}{\partial x} (Nu) v \, dx &= -A [eNu v]_{-\infty}^{+\infty} + A \int eNu \frac{\partial v}{\partial x} \, dx \\ &= -A \int eNu \xi \, dx, \end{aligned} \quad (3.21)$$

puisque'il n'y a pas de charges à l'infini et que $\vec{\xi} = -\vec{\text{grad}} v$. D'autre part, N s'obtient de l'équation de Maxwell-Gauss (3.1) et de la définition des charges (3.3) :

$$\begin{aligned} -A \int eNu \xi \, dx &= -A \int \frac{\partial(\varepsilon E)}{\partial x} u \xi \, dx + A \int e(p-n) u \xi \, dx \\ &= -A [\varepsilon E u \xi]_{-\infty}^{+\infty} + A \int \varepsilon E \frac{\partial(u \xi)}{\partial x} \, dx + A \int e(p-n) u \xi \, dx \\ &= A \int \varepsilon E \frac{\partial(u \xi)}{\partial x} \, dx + A \int e(p-n) u \xi \, dx. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Le terme $[\varepsilon E u \xi]_{-\infty}^{+\infty}$ s'annule parce que E et ξ sont tous les deux nuls à l'extérieur de l'échantillon. En reprenant les équations (3.20) et (3.22), on obtient :

$$v_m = A \int (\varepsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} \, dx + A \int \varepsilon u E \frac{\partial \xi}{\partial x} \, dx + A \int e(p-n) u \xi \, dx + A \int u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} E \xi \, dx. \quad (3.23)$$

Or le champ $\vec{\xi} = -\vec{\text{grad}}(v)$ vérifie par hypothèse :

$$\frac{\partial(\varepsilon \xi)}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial \xi}{\partial x} + \xi \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{e(p+n)}{\psi} v, \quad (3.24)$$

d'où

$$v_m = A \int (\varepsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} \, dx - A \int u E \frac{e(p+n)}{\psi} v \, dx + A \int e(p-n) u \xi \, dx. \quad (3.25)$$

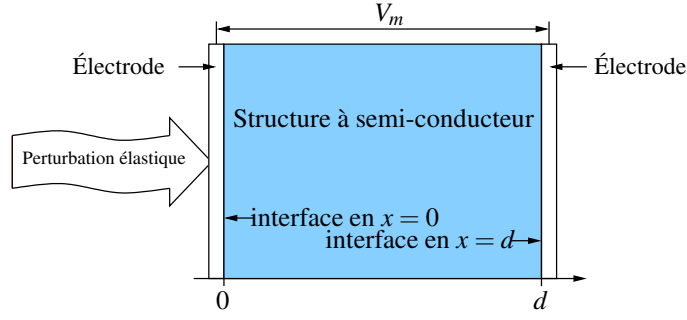


FIGURE 3.3 – Semi-conducteur à structure unidimensionnelle.

En remarquant d'après les expressions de (3.6) que

$$\frac{e(p+n)}{\psi} = -e \frac{\partial(p-n)}{\partial V} \quad (3.26)$$

et sachant que $E = -\partial V / \partial x$ et $\xi = -\partial v / \partial x$, on a :

$$\begin{aligned} -A \int u E \frac{e(p+n)}{\psi} v dx &= -A \int u e \frac{\partial(p-n)}{\partial x} v dx \\ &= -A [u e (p-n) v]_{-\infty}^{+\infty} \\ &\quad + A \int e(p-n) v \frac{\partial u}{\partial x} dx - A \int e(p-n) u \xi dx \end{aligned} \quad (3.27)$$

En combinant cette expression avec (3.25) et sachant qu'il n'y a pas de charges à l'infini, on obtient finalement

$$v_m = A \int (\varepsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} dx + A \int e(p-n) v \frac{\partial u}{\partial x} dx. \quad (3.28)$$

3.2.3 Cas d'un semi-conducteur uniforme en bande plate

Un matériau semi-conducteur en bande plate est un matériau qui n'a pas de potentiel de contact au niveau de ses interfaces, qu'il soit ou pas en contact avec d'autres matériaux. Ainsi pour

un échantillon ayant une concentration d'impuretés uniforme, la distribution des charges mobiles est également uniforme, le champ électrique \vec{E} à l'équilibre est nul partout. À partir de l'équation (3.28), le signal pour un échantillon d'épaisseur d se réduit à :

$$v_m = eA \int_0^d (p - n) v \frac{\partial u}{\partial x} dx. \quad (3.29)$$

D'après l'équation (3.24), on a pour un matériau uniforme :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{e(p + n)}{\psi \epsilon} v, \quad (3.30)$$

avec comme conditions aux limites $-A\epsilon (\partial v / \partial x) = -1 \text{ C}$ en $x = 0$ et $A\epsilon (\partial v / \partial x) = +1 \text{ C}$ en $x = d$. Dans le cas de la bande plate, n et p sont également uniforme d'où v est le seul paramètre qui varie avec x . La solution de (3.29) est :

$$v = \frac{\lambda \sinh(x/\lambda - d/2\lambda)}{A\epsilon \cosh(d/2\lambda)} \quad \text{avec} \quad \lambda = \sqrt{\frac{\psi \epsilon}{e(n + p)}}. \quad (3.31)$$

La Figure 3.4 montre l'allure du potentiel de sensibilité v et du champ de sensibilité $\vec{\xi}$ dans le cas d'un matériau semi-conducteur uniformément dopé en bandes plates. Il est clair que v ne prend une valeur significative qu'au niveau des interfaces. Quelle que soit la valeur de $\partial u / \partial x$, v_m reste nul loin des interfaces. En d'autres termes, un signal est généré au niveau des interfaces mais aucun signal n'est produit au cœur de l'échantillon.

La tension v_m peut être déterminée avec les équations (3.29) et (3.31). Sachant que la résolution spatiale de la MOP et des autres méthodes de mesure est de l'ordre des micromètres alors que le potentiel v prend des valeurs significatives sur des distances de quelques λ , c'est-à-dire de l'ordre de la centaine de nanomètres au plus, on peut utiliser le théorème de la moyenne sur

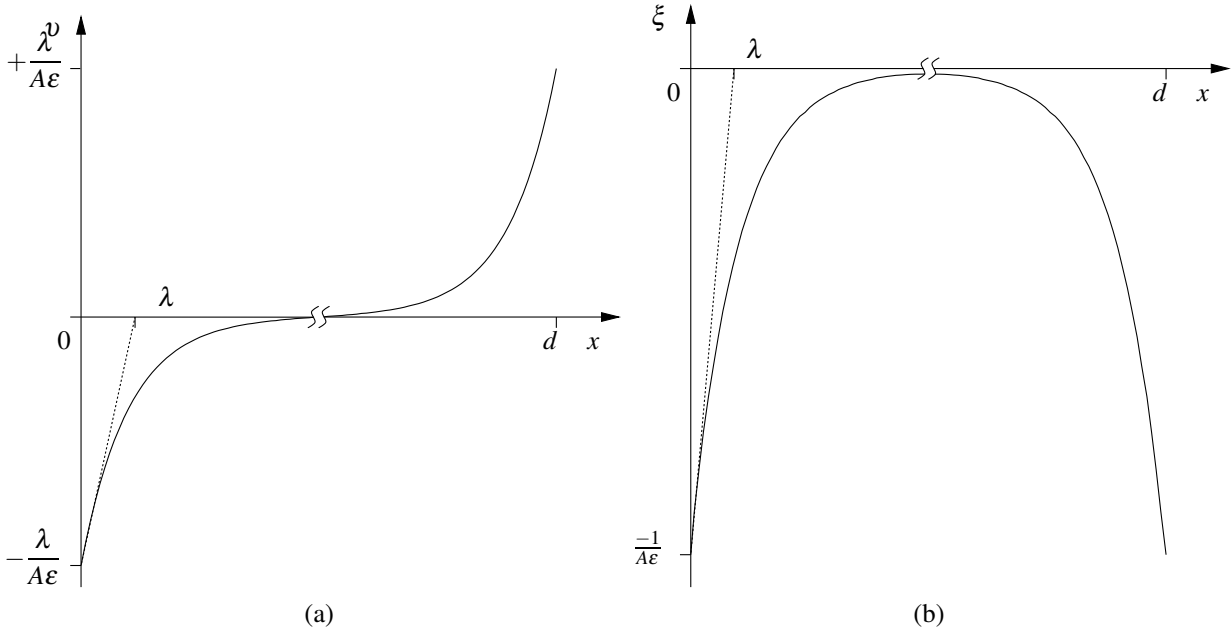


FIGURE 3.4 – Allure (a) du potentiel de sensibilité v et (b) du champ de sensibilité $\vec{\xi} = -\vec{g}\text{rad}v$ pour un échantillon semi-conducteur dopé uniformément en bandes plates.

$\partial u/\partial x$ et aussi obtenir :

$$\begin{aligned}
 v_m &= e \int_0^d (p-n) \frac{\lambda \sinh(x/\lambda - d/2\lambda)}{\varepsilon \cosh(d/2\lambda)} \frac{\partial u}{\partial x} dx \\
 &\approx \frac{e\lambda(p-n)}{\varepsilon} \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \int_0^{d/2} \frac{\sinh(x/\lambda - d/2\lambda)}{\cosh(d/2\lambda)} dx + \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \int_{d/2}^d \frac{\sinh(x/\lambda - d/2\lambda)}{\cosh(d/2\lambda)} dx \right] \\
 &\approx \frac{e\lambda^2(p-n)}{\varepsilon} \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \right] \\
 &\approx \psi \frac{(p-n)}{(p+n)} \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \right].
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Pour un matériau semi-conducteur extrinsèque uniformément dopé, le signal est proportionnel à la déformation $\partial u/\partial x$ aux interfaces. Pour une pression de 10 MPa dans le silicium, la déformation obtenue est de 60 ppm et le signal mesuré est de l'ordre de 1.6 mV.

Si la mesure était faite avec une bonne résolution spatiale, le signal mesuré serait au contraire :

$$\begin{aligned}
 v_m &= eA \int_0^d (p-n) v \frac{\partial u}{\partial x} dx, \\
 &\approx eA(p-n) v(x = v_s t) u_M,
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

où v_s est la vitesse du son et u_M est le déplacement maximal de la matière. Dans ce cas aussi le signal est constitué de deux pics reçus aux interfaces de durée λ/v_s . La Figure 3.5 explique de façon qualitative les signaux mesurés en conditions de court-circuit pour un échantillon semi-conducteur en bande plates de type p uniformément dopé. On suppose que la pression est proche des électrodes (cas a) ou au cœur de l'échantillon (cas b). Si la pression apparaissait instantanément, ce qui correspond à la partie gauche de la figure ($t = 0$), les charges piégées et mobiles auraient une densité supérieure à la position de la pression. Par diffusion ($t > 0$), les charges mobiles se déplacent de part et d'autre de la zone de compression. Cette diffusion est compensée par le champ électrique développé au bout d'une distance λ . Ainsi loin des interfaces ($t > 0$, cas b) les charges mobiles écrantent complètement le champ électrique, aucune charge supplémentaire passant par le circuit de mesure n'est nécessaire pour arriver à l'équilibre. En revanche près des interfaces ($t > 0$, cas a), les charges mobiles atteignent l'électrode en diffusant ce qui fait circuler des charges entre les électrodes dans le circuit extérieur et engendre un signal.

3.2.4 Cas d'un semi-conducteur uniforme avec potentiel de contact

La présence d'un potentiel de contact V_d à l'interface d'un matériau semi-conducteur produit, selon la polarité du potentiel et la nature du semi-conducteur, un phénomène d'accumulation, de déplétion ou d'inversion des charges à l'interface. Cela est identique au couplage d'un métal au matériau semi-conducteur, cette situation ayant été détaillée dans la sous-section 1.3.1. La Figure 3.6 illustre la distribution des charges et du champ électrique à l'interface d'un semi-conducteur de type n en régime d'accumulation, de déplétion et d'inversion. La distribution des charges mobiles n'est pas uniforme et les champs E et ξ varient de manière relativement complexe aux interfaces.

D'après les équations (3.1) et (3.5), et en considérant un semi-conducteur uniforme, on peut écrire [20] :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon} (N + p - n) = \frac{e}{\epsilon} (N + p_0 \exp(-V/\psi) - n_0 \exp(+V/\psi)) \quad (3.34)$$

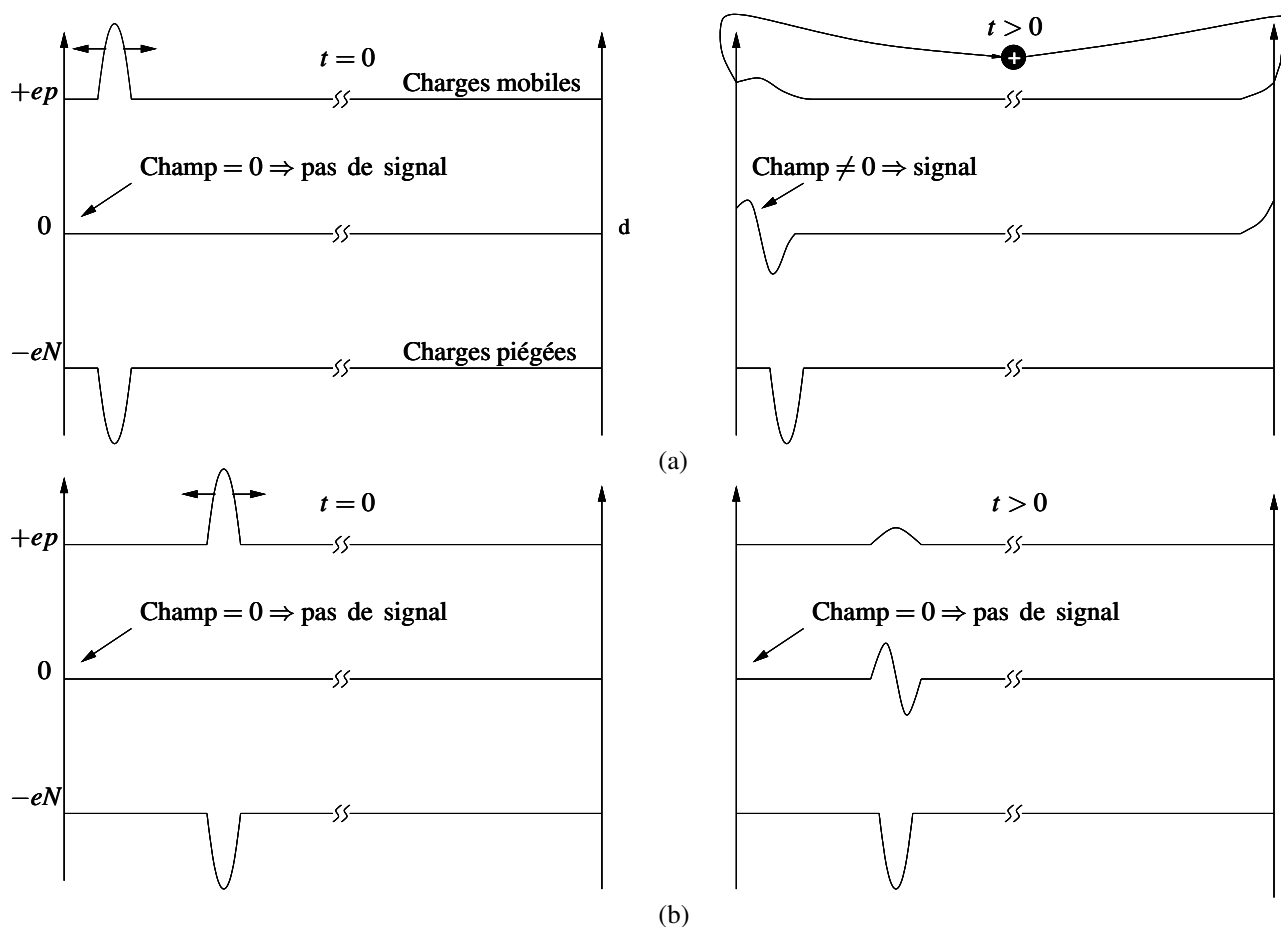


FIGURE 3.5 – Explication qualitative des signaux en conditions de court-circuit pour un échantillon semi-conducteur en bandes plates de type p uniformément dopé : (a) près de l'interface et (b) loin de l'interface.

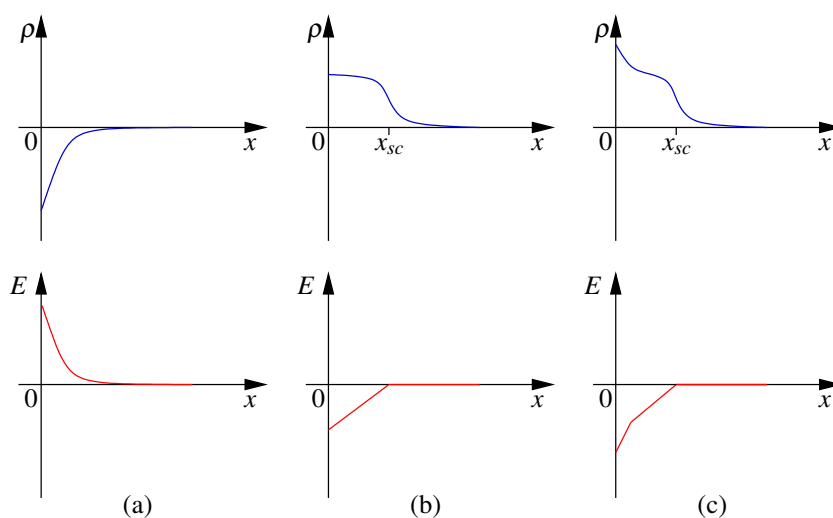


FIGURE 3.6 – Distribution des charges et du champ électrique à l'interface d'un semi-conducteur de type n en régime (a) d'accumulation, (b) de déplétion et (c) d'inversion.

Connaissant le potentiel à l'interface ($V = V_d$), on peut déterminer le champ d'interface $E(x = 0)$ et déduire la quantité nette de charges dans le matériau semi conducteur au voisinage de l'interface. En écrivant que :

$$2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 = \frac{\partial E^2}{\partial x}, \quad (3.35)$$

on obtient

$$2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{2e}{\epsilon} (N + p_0 \exp(-V/\psi) - n_0 \exp(+V/\psi)) \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial E^2}{\partial x}. \quad (3.36)$$

Or en se basant sur la relation $\partial \alpha / \partial x = (\partial \alpha / \partial V) (\partial V / \partial x)$, on peut écrire :

$$\frac{\partial f(V(x))}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial V} \times \frac{\partial V}{\partial x}, \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial E^2}{\partial x} = \frac{2e\psi}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} \left(-N \frac{V}{\psi} + p_0 \exp(-V/\psi) + n_0 \exp(+V/\psi) \right), \quad (3.38)$$

$$E^2 = \frac{2e\psi}{\epsilon} \left(-N \frac{V}{\psi} + p_0 \exp(-V/\psi) + n_0 \exp(+V/\psi) \right) + \mathcal{C}. \quad (3.39)$$

Loin de l'interface, le champ électrique \vec{E} et le potentiel V sont nuls. La constante d'intégration \mathcal{C} vaut alors :

$$\mathcal{C} = -\frac{2e\psi}{\epsilon} (p_0 + n_0). \quad (3.40)$$

En prenant en considération la condition de neutralité électrique loin des interfaces $p_0 - n_0 + N = 0$ et la constante d'intégration, on peut trouver l'équation du champ électrique :

$$E = \pm \sqrt{\frac{2e\psi}{\epsilon}} \left(p_0 (\exp(-V/\psi) - 1) + n_0 (\exp(+V/\psi) - 1) + (p_0 - n_0) \frac{V}{\psi} \right)^{1/2}. \quad (3.41)$$

On ne peut pas trouver une expression du champ $\vec{\xi}$ équivalente à celle du champ \vec{E} puisque les charges mobiles p et n dépendent du potentiel V et non du potentiel v . Or la vitesse avec laquelle le champ $\xi = -\partial v / \partial x$ rejoint zéro dépend de $n + p$:

– Dans la zone de déplétion on a $n + p = 0$ et la longueur d'écrantage λ tend vers l'infini. Le

champ ξ reste constant.

- Dans la zone d'accumulation, d'inversion et dans la partie neutre du matériau semi-conducteur on a $n + p \neq 0$ et la longueur d'écrantage est petite par rapport à l'épaisseur de l'échantillon. Le champ ξ s'annule approximativement en $\exp(-x/\lambda)$, où x est la distance jusqu'au bord de la zone considérée.
- Le champ électrique E prend une valeur positive dans le cas d'un semi-conducteur de type p en déplétion ou de type n en accumulation et une valeur négative dans le cas d'un semi-conducteur de type p en accumulation ou de type n en déplétion.

3.2.4.1 Régime d'accumulation

Le régime d'accumulation s'établit dans le cas d'un potentiel de contact positif $V_d > 0$ pour un matériau semi-conducteur de type n ou un potentiel de contact négatif $V_d < 0$ pour un matériau semi-conducteur de type p. Les charges mobiles étant en plus grand nombre près de l'interface en régime d'accumulation, le champ électrique \vec{E} décroît très rapidement sur une distance inférieure à la longueur d'écrantage λ , le champ ξ diminue aussi très rapidement. La décroissance des champs est d'autant plus rapide que l'amplitude de la tension de contact est grande.

La Figure 3.7 montre l'accumulation des charges libres au niveau de l'interface. C'est à cet endroit que le champ électrique E et le champ ξ prennent des valeurs significatives puis décroissent rapidement en s'enfonçant dans le matériau. Le champ E évolue dans le même sens que la tension de polarisation, en revanche le champ ξ est toujours négatif aux interfaces par définition.

Le signal résultant de la MOP appliquée à un matériau semi-conducteur uniforme avec potentiel de contact est d'après l'équation (3.28) :

$$v_m = A(\varepsilon - a) \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \int_0^{d/2} E \xi \, dx + \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \int_{d/2}^d E \xi \, dx \right] + eA \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \int_0^{d/2} (p - n) v \, dx + \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \int_{d/2}^d (p - n) v \, dx \right]. \quad (3.42)$$

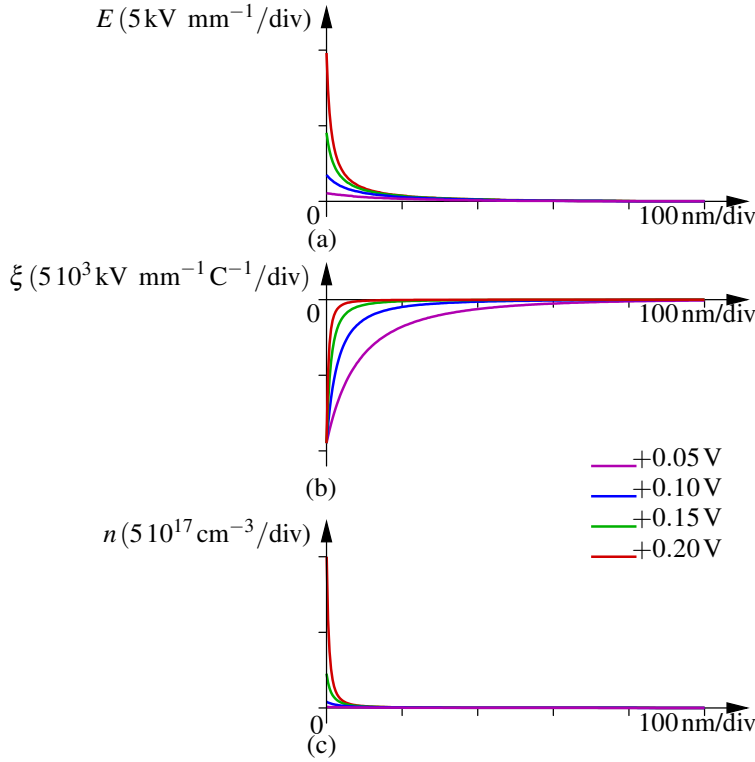


FIGURE 3.7 – Distribution du champ électrique E , du champ ξ et des charges mobiles n dans un semi-conducteur de type n en régime d'accumulation pour différentes valeurs du potentiel de contact V_d .

Pour un semi-conducteur de type n la concentration des charges minoritaires p est négligeable devant celle des charges majoritaires n en régime d'accumulation : $p \ll n$. De même on a $en v = -\psi \epsilon (\partial \xi / \partial x)$ d'après l'équation (3.30). Donc pour un semi-conducteur de type n l'équation (3.42) devient :

$$\begin{aligned}
 v_m = & A(\epsilon - a) \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \int_0^{d/2} E \xi \, dx + \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \int_{d/2}^d E \xi \, dx \right] \\
 & + \psi A \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \right] \times 1 \, \text{C}.
 \end{aligned} \tag{3.43}$$

avec $\epsilon \xi(0) = -1 \, \text{C}$ et $-\epsilon \xi(d) = +1 \, \text{C}$ par définition.

3.2.4.2 Régime de déplétion

Le régime de déplétion s'établit dans le cas d'un potentiel de contact négatif $V_d < 0$ pour un matériau semi-conducteur de type n ou un potentiel de contact positif $V_d > 0$ pour un matériau semi-conducteur de type p. L'absence de porteurs majoritaires et la faible densité de porteurs minoritaires dans la zone de déplétion réduit l'équation (3.41) au dernier terme de son membre de droite. On a alors :

$$\begin{aligned} E &= -\frac{\partial V}{\partial x} \approx \sqrt{\frac{2e(p_0 - n_0)V}{\epsilon}}, \\ \frac{\partial \sqrt{V}}{\partial x} &\approx -\sqrt{\frac{e(p_0 - n_0)}{2\epsilon}}, \\ \sqrt{V} &\approx -\sqrt{\frac{e(p_0 - n_0)}{2\epsilon}}x + \mathcal{C}. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Or le potentiel est V_d en $x = 0$. On en déduit que $\mathcal{C} = \sqrt{V_d}$. La distance au bout de laquelle le potentiel s'annule dans le semi-conducteur est :

$$x_{sc} = \sqrt{\frac{2\epsilon V_d}{e(p_0 - n_0)}} = \sqrt{-\frac{2\epsilon V_d}{eN}}. \quad (3.45)$$

Le signe $-$ dans la racine carré est ajouté parce que V_d et N sont de signes opposés. Le champ électrique E décroît linéairement depuis l'interface jusqu'à x_{sc} à l'intérieur du matériau semi-conducteur. Le champ ξ reste constant depuis l'interface jusqu'à x_{sc} puisqu'il n'y a presque pas de charges mobiles dans cette zone, puis il décroît au-delà.

La Figure 3.8 montre bien la zone de déplétion dépourvue de charges mobiles. Le champ électrique E et le champ ξ prennent des valeurs significatives dans cette zone, au voisinage des électrodes et décroissent en s'enfonçant dans le matériau. Or à la différence du régime d'accumulation, les champs s'étendent sur une distance plus grande. Le champ électrique E augmente avec le potentiel de contact. Le signal résultant de la MOP appliquée à un matériau semi-conducteur uniforme avec potentiel de contact est extrait de l'équation (3.28) où seul le premier terme du membre de droite est prépondérant puisque dans la zone de déplétion la con-

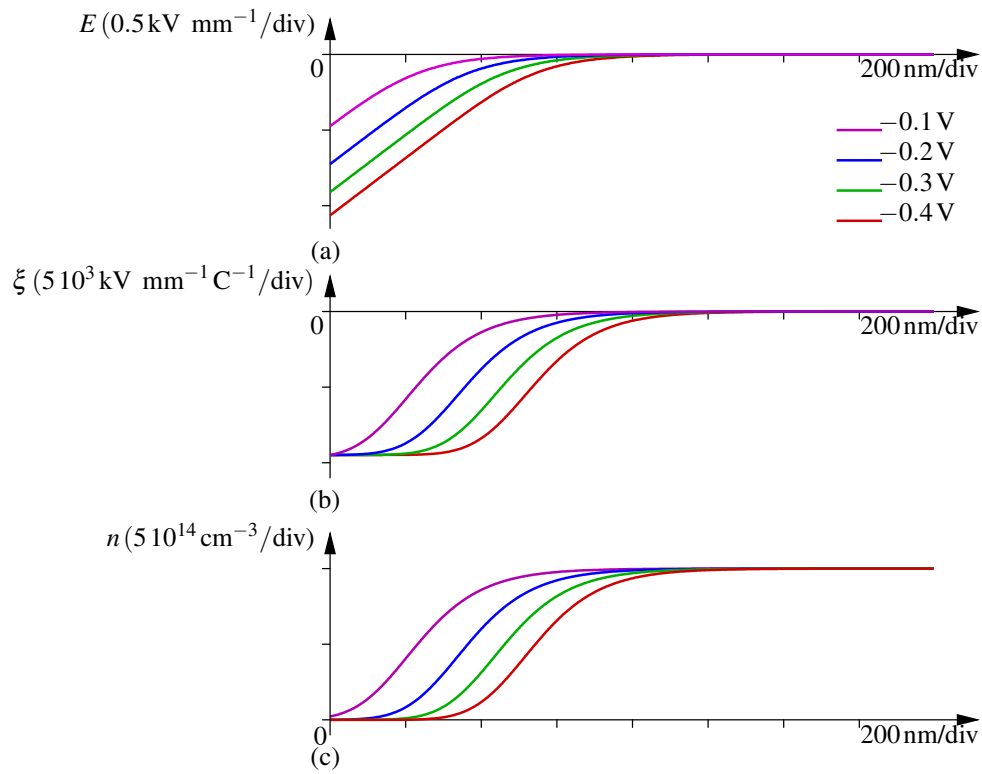


FIGURE 3.8 – Distribution du champ électrique E , du champ ξ et des charges mobiles n dans un semi-conducteur de type n en régime de déplétion pour différentes valeurs du potentiel de contact V_d .

centration des porteurs mobiles est négligeable. En outre E , ξ et v sont nuls hors de la zone de déplétion. On a :

$$v_m = A \int_0^{x_{sc}} (\varepsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} dx + A \int_{d-x_{sc}}^d (\varepsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} dx. \quad (3.46)$$

Afin d'estimer le signal on considère que le même potentiel de contact est appliqué à l'entrée et à la sortie de l'échantillon. Dans la zone de déplétion on prend : $\xi = -1/A\varepsilon$, $E = eN(x - x_{sc})/\varepsilon$ à l'entrée et $E = eN(x - d + x_{sc})/\varepsilon$ à la sortie de l'échantillon :

$$\begin{aligned} v_m(t) &\approx -\frac{eN}{\varepsilon} \left(1 - \frac{a}{\varepsilon}\right) \frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) \int_0^{x_{sc}} (x - x_{sc}) dx \\ &\quad - \frac{eN}{\varepsilon} \left(1 - \frac{a}{\varepsilon}\right) \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \int_{d-x_{sc}}^d (x - d + x_{sc}) dx, \\ &\approx \frac{eN}{2\varepsilon} \left(1 - \frac{a}{\varepsilon}\right) x_{sc}^2 \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \right]. \end{aligned} \quad (3.47)$$

En remplaçant x_{sc} par la valeur trouvée dans l'équation (3.45) on obtient

$$v_m(t) \approx -\left(1 - \frac{a}{\varepsilon}\right) V_d \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \right]. \quad (3.48)$$

Le signal obtenu en appliquant la MOP à un matériau semi-conducteur avec potentiel de contact V_d en régime de déplétion est proportionnel au potentiel de contact appliqué. L'équation (3.48) correspond à l'expression du signal lorsque la résolution spatiale est insuffisante devant la largeur de la zone de déplétion x_{sc} .

3.2.4.3 Régime d'inversion

Un matériau semi-conducteur polarisé en condition de déplétion avec un potentiel de contact suffisamment grand passe en régime d'inversion. Dans ce régime les porteurs minoritaires s'accumulent au niveau de l'interface au point que leur densité ne puisse plus être négligée par rapport à N . Le champ électrique d'interface $E(x=0)$ augmente avec le potentiel de contact V_d qui est relativement grand en régime d'inversion et diminue rapidement dans le matériau pour

retrouver un niveau similaire à celui du régime de déplétion. L'amplitude du champ d'interface s'obtient en estimant la quantité de charges à l'interface qui est la somme de la densité des charges piégées dans la zone dépeuplée et de la densité des charges mobiles accumulées à l'interface à partir du champ d'interface. Pour un semi-conducteur de type n le champ d'interface en régime d'inversion est d'après l'équation (3.41) avec $p_0 \lll n_0$ et $-V_d \ggg \psi$:

$$E(x=0) \approx -\sqrt{\frac{2e\psi}{\epsilon}} \left(p_0 \exp(-V_d/\psi) - n_0 \frac{V_d}{\psi} \right)^{1/2}. \quad (3.49)$$

La quantité de charges dans la zone de déplétion est $eN_{sc} = \sqrt{-2\epsilon e n_0 V_d}$. La quantité de charges accumulées à l'interface est donc $\sqrt{-2\epsilon e n_0 V_d} + \epsilon E(x=0)$ et le saut de champ électrique vaut :

$$\begin{aligned} \Delta E &\approx \sqrt{\frac{-2e n_0 V_d}{\epsilon}} + E(x=0) \\ &\approx \sqrt{\frac{2e\psi}{\epsilon}} \left[\left(\frac{-n_0 V_d}{\psi} \right)^{1/2} - \left(p_0 \exp(-V_d/\psi) - n_0 \frac{V_d}{\psi} \right)^{1/2} \right]. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Lorsque l'inversion est modérée pour un matériau semi-conducteur type n, $p_0 \exp(-V_d/\psi) \ll n_0 V_d/\psi$, ΔE se simplifie d'avantage :

$$\begin{aligned} \Delta E &\approx \sqrt{\frac{-2e n_0 V_d}{\epsilon}} \left[1 - \left(1 - \frac{\psi p_0}{n_0 V_d} \exp(-V_d/\psi) \right)^{1/2} \right], \\ &\approx \sqrt{\frac{-e}{2\epsilon n_0 V_d}} \psi \exp(-V_d/\psi). \end{aligned} \quad (3.51)$$

Concernant le champ ξ , son amplitude chute à l'interface en raison de la présence des charges mobiles sur une épaisseur δx . La chute $\Delta \xi$ de l'amplitude de ξ s'estime à partir de l'équa-

tion (3.30) en supposant que v ne varie pas trop à l'interface :

$$\begin{aligned} -\frac{\Delta\xi}{\delta x} &\approx \frac{e(p+n)}{\psi\epsilon} v(x=0), \\ \Delta\xi &\approx -\frac{e(p+n)}{\psi\epsilon} v(x=0) \delta x, \\ \Delta\xi &\approx \frac{\Delta E}{\psi} v(x=0), \end{aligned} \quad (3.52)$$

puisque la quantité de charges mobiles accumulées à l'interface $-en$ est responsable de ΔE . La valeur de $v(x=0)$ est principalement due à la zone de déplétion d'où

$$\begin{aligned} v(x=0) &\approx [\xi(x=0) + \Delta\xi] x_{sc}, \\ &\approx -\frac{x_{sc}}{A\epsilon} + \frac{\Delta E}{\psi} v(x=0) x_{sc}, \\ v(x=0) &\approx -\frac{\psi x_{sc}}{A\epsilon(\psi - \Delta E x_{sc})}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

En reportant les équations (3.45), (3.51) et (3.53) dans (3.52), on trouve

$$\begin{aligned} \Delta\xi &\approx \frac{1}{A\epsilon} \left(\frac{p_0 \exp(-V_d/\psi)}{p_0 \exp(-V_d/\psi) - \sqrt{n_0(n_0 - p_0)}} \right) \\ &\approx \frac{1}{A\epsilon} \left(\frac{n_i^2 \exp(-V_d/\psi)}{n_i^2 \exp(-V_d/\psi) - N^2} \right) \end{aligned} \quad (3.54)$$

La Figure 3.9 montre l'effet d'inversion en fonction de la tension de polarisation. Le champ électrique E et le champ ξ prennent des valeurs significatives au niveau des électrodes et décroissent en deux phase. La première, au voisinage de l'interface, est rapide comme le cas du régime d'accumulation. La seconde, un peu plus loin à l'intérieur de l'échantillon, est lente, comme dans le cas du régime de déplétion. Le champ E évolue dans le même sens que la tension de polarisation.

Afin d'estimer le signal obtenu en appliquant la MOP à un matériau semi-conducteur avec potentiel de contact V_d en régime d'inversion, on néglige les variations des champs E et ξ à

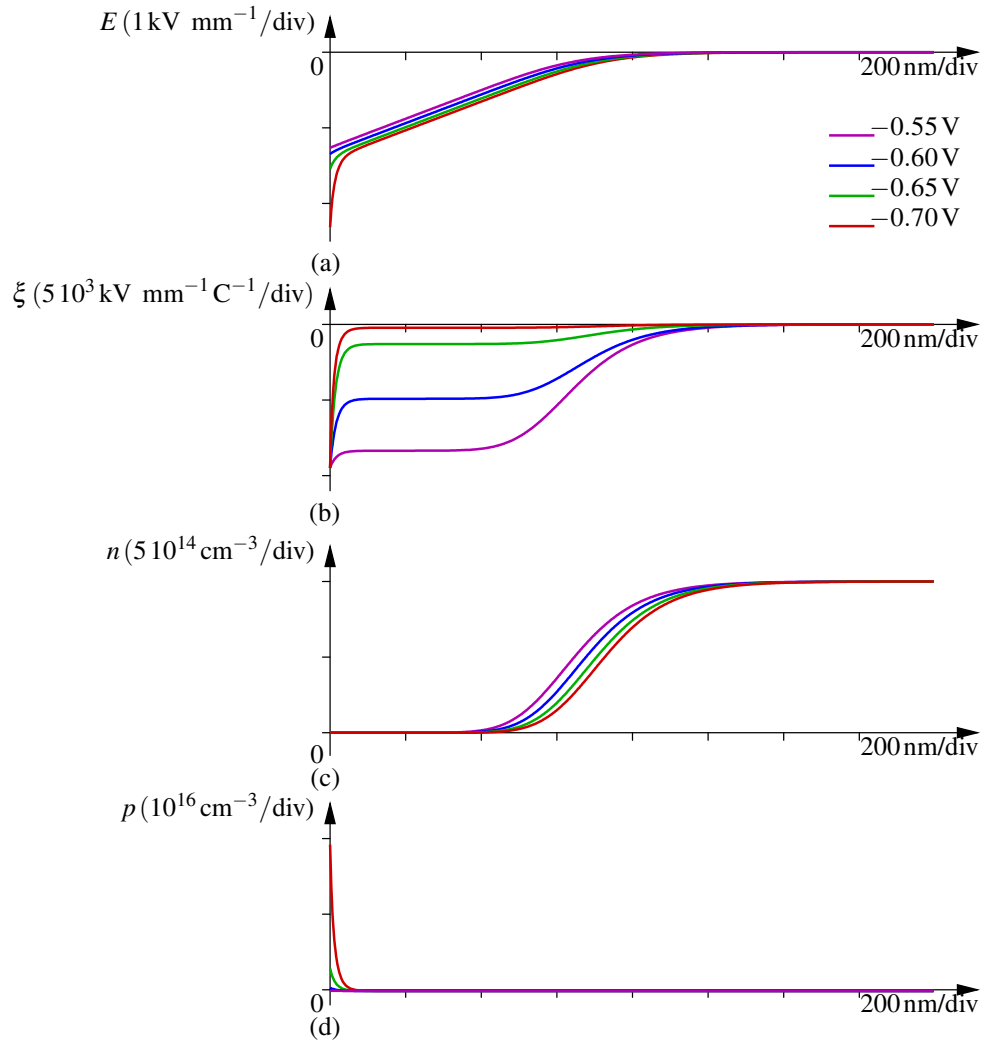


FIGURE 3.9 – Distribution du champ électrique E , du champ ξ et des charges mobiles n dans un semi-conducteur de type n en régime d'inversion pour différentes valeurs du potentiel de contact V_d .

l'interface comme elles s'effectuent sur de très courtes distances par rapport à l'étendue de la zone de la zone de déplétion. On prend le champ électrique $E = eN(x - x_{sc})/\epsilon$ et le champ $\xi = \xi(x = 0) + \Delta\xi$. La concentration des porteurs mobiles dans la zone de déplétion reste négligeable dans le calcul de v_m . Avec la résolution actuelle de la mesure, insuffisante devant x_{sc} le signal obtenu est égal au signal obtenu dans le cas du régime de déplétion multiplié par le facteur $N^2/(n_i^2 \exp(-V_d/\psi) - N^2)$ soit :

$$v_m(t) \approx - \left(1 - \frac{a}{\epsilon}\right) V_d \frac{N^2}{n_i^2 \exp(-V_d/\psi) - N^2} \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \right]. \quad (3.55)$$

Le signal de la MOP en régime de déplétion (3.48) et en régime d'inversion (3.55) sont similaires lorsque V_d est petit car l'exponentielle est négligeable. Lorsque V_d augmente, l'amplitude du signal en régime d'inversion diminue par rapport à celui en régime de déplétion.

3.2.5 Cas d'un matériau conducteur uniforme

La résolution analytique de l'équation du signal résultant de la MOP appliquée à un matériau semi-conducteur est un cas généraliste duquel on peut extraire la solution pour un matériau conducteur. En comparant (3.7) et (3.11) on trouve que le signal pour un matériau conducteur s'obtient à partir de celui d'un matériau semi-conducteur en imposant $p = 0$.

Ainsi pour un matériau conducteur d'épaisseur d et de concentration d'impuretés uniforme schématisé sur la Figure 3.10 la tension mesurée v_m correspondant à la différence de potentiel entre les électrodes en $x = 0$ et en $x = d$ est

$$v_m = A \int_0^d (\epsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} dx - eA \int_0^d n v \frac{\partial u}{\partial x} dx. \quad (3.56)$$

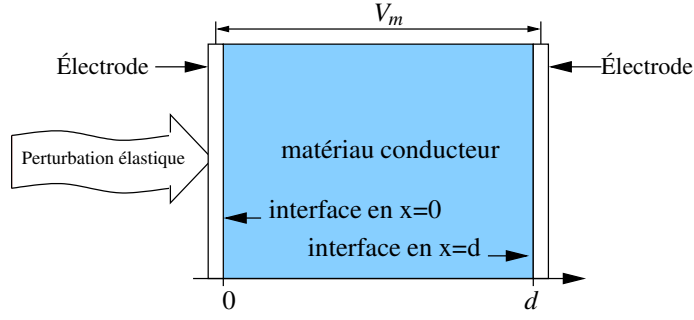


FIGURE 3.10 – Matériau conducteur à structure unidimensionnelle.

3.2.6 Cas d'un matériau conducteur en bande plate

En suivant le même raisonnement que pour les semi-conducteurs, le signal de la MOP appliquée à un matériau conducteur en bande plate est :

$$v_m = -eA \int_0^d n v \frac{du}{dx} dx, \quad (3.57)$$

$$\text{avec } v = \frac{\lambda \sinh(x/\lambda - d/2\lambda)}{A\epsilon \cosh(d/2\lambda)} \text{ et } \lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_F}{3n_0e^2}}. \quad (3.58)$$

La longueur d'écrantage λ est inversement proportionnelle à la densité des charges mobiles dans le matériau étudié. Pour les matériaux conducteurs où la densité de charges mobiles est très grande, typiquement supérieure à 10^{22} cm^{-3} , la longueur d'écrantage est de l'ordre d'une fraction de nanomètre. Cela est très inférieur à la résolution de la MOP. Un signal d'interface est donc mesuré dont l'amplitude est d'après (3.32)

$$v_m = \psi \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=d) \right], \quad (3.59)$$

soit quelques millivolts pour une pression de 10 MPa.

3.2.7 Cas d'un matériau conducteur uniforme avec potentiel de contact

L'application d'un potentiel de contact V_d à un matériau conducteur produit selon sa polarité des phénomènes d'accumulation ou de faible déplétion. Le champ électrique aux interfaces est

$$E = \pm \sqrt{\frac{2e\psi}{\epsilon}} \left(n_0(\exp(+V_d/\psi) - \frac{V}{\psi} - 1) \right)^{1/2}. \quad (3.60)$$

Par analogie avec le cas des semi-conducteurs, on a

$$v_m = +\psi A \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x=0, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x=d, t) \right] \times 1 \text{ C}. \quad (3.61)$$

3.2.8 Cas d'un matériau isolant uniforme

La résolution analytique de l'équation du signal résultant de la MOP appliquée à un matériau isolant se déduit de celle des matériaux semi-conducteurs avec $n = p = 0$.

Ainsi pour un matériau isolant d'épaisseur d schématisé sur la Figure 3.11, la tension mesurée v_m correspondant à la différence de potentiel entre les électrodes en $x = 0$ et en $x = d$ est

$$v_m = A \int_0^d (\epsilon - a) \xi E \frac{\partial u}{\partial x} dx. \quad (3.62)$$

Pour un matériau uniforme, on a

$$\xi = -\frac{1}{A\epsilon} \text{ V/m/C}, \quad \text{d'où} \quad v_m = - \int_0^d \left(1 - \frac{a}{\epsilon}\right) E \frac{\partial u}{\partial x} dx. \quad (3.63)$$

En l'absence de charges internes, le champ électrique E est nul partout. Dans ce cas le signal mesuré par la MOP est également nul. En présence de charges et avec une résolution spatiale suffisante, le signal mesuré est

$$v_m = \left(1 - \frac{a}{\epsilon}\right) E(x = v_s t) u_M,$$

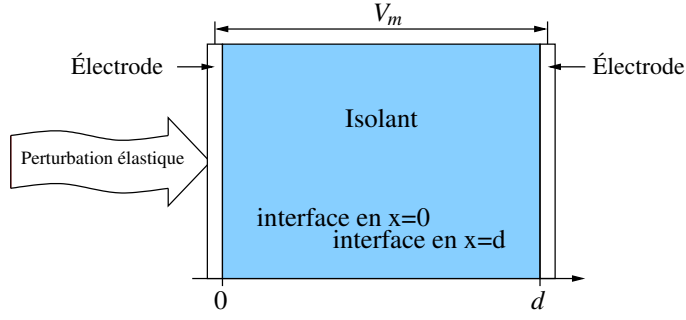


FIGURE 3.11 – Matériau isolant à structure unidimensionnelle.

avec v_m l'amplitude du déplacement de la matière.

3.2.9 Cas d'une jonction p-n

Une jonction p-n est constituée de deux matériaux semi-conducteurs dopés différemment mis au contact, l'un de type p et l'autre de type n. Ainsi la densité des charges piégées $N_d - N_a$ passe brusquement d'une valeur négative à une valeur positive au niveau de la frontière entre les deux matériaux. Cette variation brusque de $N_d - N_a$ provoque une diffusion des électrons du matériau de type n vers le matériau de type p et des trous du matériau de type p vers le matériau de type n ce qui produit une zone de transition dépourvue de charges mobiles sur laquelle se développe un champ électrique. La zone de transition s'étale sur une distance

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e N_{dn}} \frac{1}{1 + \frac{N_{dn}}{N_{ap}}} V_d} \quad (3.64)$$

du côté n et

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e N_{ap}} \frac{1}{1 + \frac{N_{ap}}{N_{dn}}} V_d} \quad (3.65)$$

du côté p, où

$$V_d = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_{dn} N_{ap}}{n_i^2} \right) \quad (3.66)$$

correspond au potentiel de diffusion créé au contact des deux matériaux et les indices n et p ajoutés aux densités de charges indiquent à quel matériau correspond chaque terme. La largeur

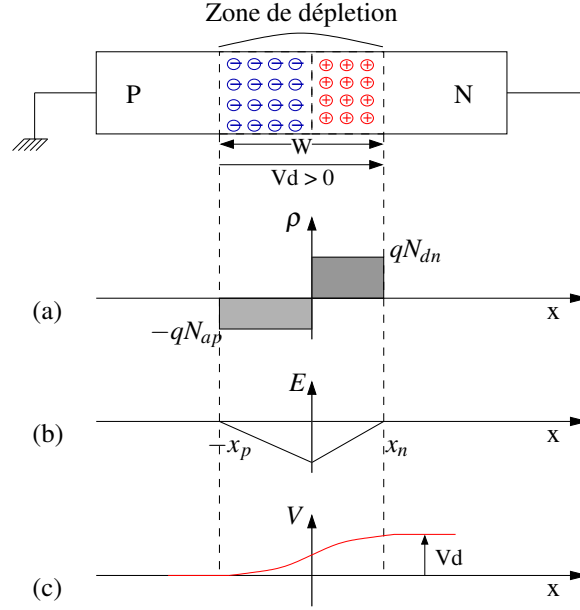


FIGURE 3.12 – Jonction p-n à l'équilibre thermodynamique [10]. (a) Charge d'espace (b) champ électrique et (c) potentiel électrostatique.

totale de la zone de transition est $W = x_n + x_p$. Cette zone est presque dépourvue de porteurs mobiles, on l'appelle zone de charge d'espace et la densité totale de charges dans cette zone est :

$$\rho(x) \simeq e(N_d - N_a). \quad (3.67)$$

Dans le reste de l'échantillon la présence des porteurs libres compense les charges piégées et la densité totale est identique à celle d'un matériau semi-conducteur uniforme

$$\rho(x) = e(N_d - N_a + p - n) = 0. \quad (3.68)$$

La Figure 3.12 représente la densité de charges, le champ électrique et le potentiel électrique dans une jonction p-n.

Contrairement aux cas précédemment décrits, la zone de charges ainsi créée est au cœur de l'échantillon et plus aux interfaces. Dans le cas d'une telle jonction enfouie, illustré sur la Figure 3.13, la détection d'un signal n'est pas évidente parce que la jonction est loin des électrodes de mesures. L'estimation du signal qui peut être détecté par la MOP au niveau d'une jonction enfouie correspond à la détermination des champs E et ξ dans cette zone puisque la réponse

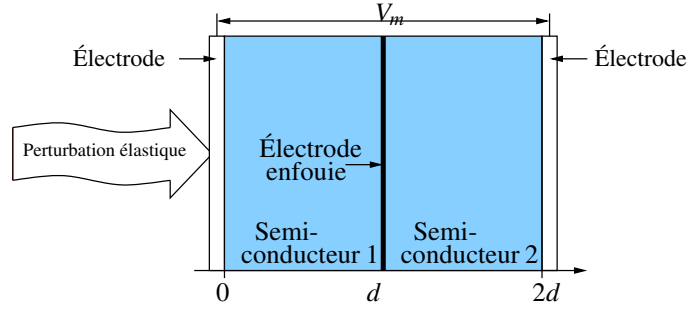


FIGURE 3.13 – Géométrie d'une structure à semi-conducteur contenant une jonction enfouie.

électrique de cette méthode est proportionnelle à ces deux termes d'après (3.28).

Le champ E au niveau de la jonction peut être calculé analytiquement en passant par le potentiel électrique V qui est obtenu en résolvant l'équation de poisson

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}, \quad (3.69)$$

avec $\rho = -eN_{ap}$ du côté p, c'est à dire pour $-x_p < x < 0$ et $\rho = eN_{dn}$ du côté n, c'est-à-dire pour $0 < x < x_n$. Le potentiel V s'écrit :

$$\begin{cases} V = \frac{eN_{ap}}{2\epsilon_0} (x+x_p)^2 + V_p & \text{pour } -x_p < x < 0, \\ V = -\frac{eN_{dn}}{2\epsilon_0} (x-x_n)^2 + V_n & \text{pour } 0 < x < x_n, \end{cases} \quad (3.70)$$

où V_p et V_n correspondent au potentiel électrique aux points $x = -x_p$ et $x = x_n$ respectivement.

Les équations régissant le champ électrique au niveau de la jonction s'obtiennent en appliquant l'équation de Gauss (1.2) aux équations (3.70) :

$$\begin{cases} E = -\frac{eN_{ap}}{2\epsilon_0} (x+x_p) & \text{pour } -x_p < x < 0, \\ E = \frac{eN_{dn}}{2\epsilon_0} (x-x_n) & \text{pour } 0 < x < x_n. \end{cases} \quad (3.71)$$

La Figure 3.14 illustre le champ électrique dans une jonction p-n pour différentes densités de charges piégées N_{ap} et N_{dn} et différents potentiels de diffusion. On remarque que le module du champ électrique augmente avec les densités de charges. En revanche la largeur de la zone de

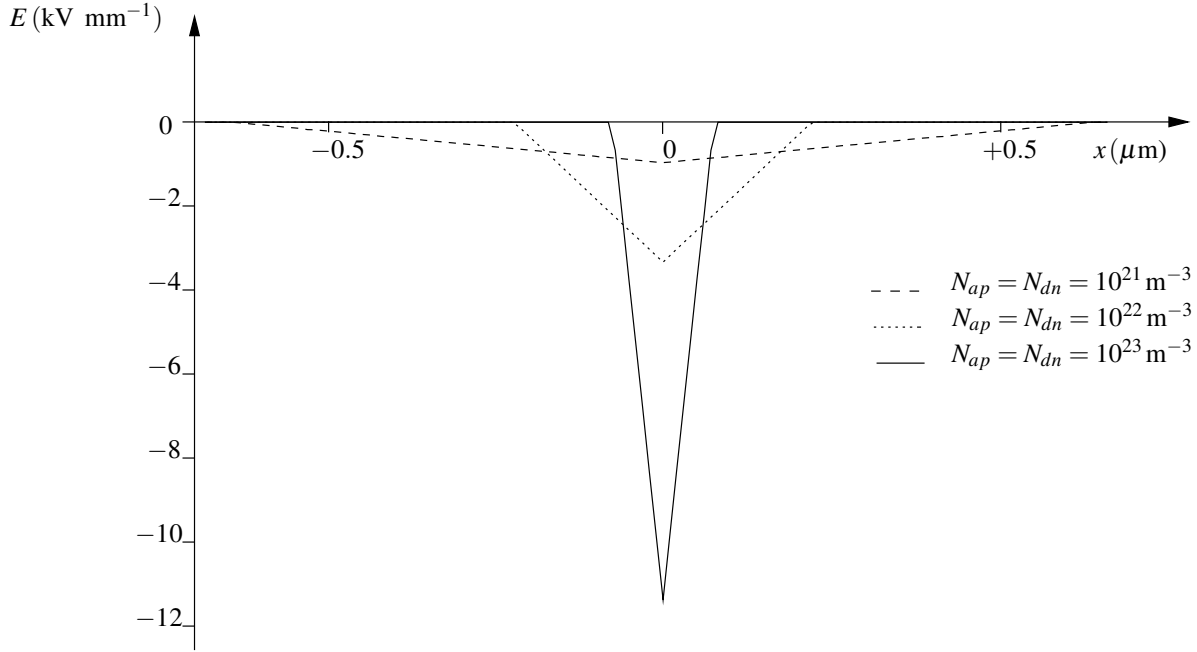
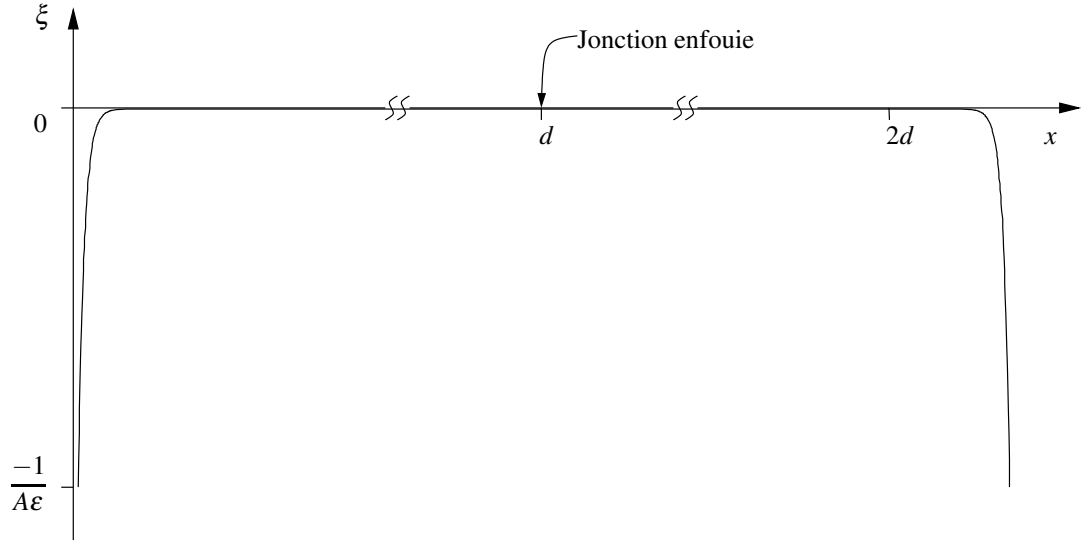


FIGURE 3.14 – Champ électrique E dans une jonction p-n pour différents potentiels de diffusion.

charge d'espace diminue lorsque la densité de charge piégées augmente. Le champ électrique est continu au niveau de la frontière, ce qui permet d'écrire

$$N_{ap}x_p = N_{dn}x_n. \quad (3.72)$$

Cette équation montre analytiquement que la zone de déplétion s'étale davantage dans la région la moins dopée. Le calcul analytique total de ξ en résolvant l'équation (3.7) sans second membre qui correspond à l'état d'équilibre B est mathématiquement possible, et le résultat obtenu est illustré sur la Figure 3.15. Le résultat montre un champ ξ non nul au niveau des interfaces, qui s'annule à une distance de quelques longueurs d'écrantage et qui est nul au niveau de la jonction enfouie. Le produit $E\xi$ est donc nul au niveau de la jonction enfouie et aucun signal ne devrait être détecté. Or la résolution analytique à travers un calcul fait sur la structure complète implique un déplacement des charges mobiles d'un matériau à l'autre qui n'est pas permis physiquement. Ceci vient du fait que le potentiel interne imposé aux deux semi-conducteurs est identique d'après les équations (3.5) des concentrations des charges mobiles en fonction du potentiel, ce qui contraint le calcul. Une autre façon de voir le problème est de réécrire les

FIGURE 3.15 – Champ électrique ξ dans une jonction p-n , calcul sur la structure complète.

équations d'équilibre :

$$\begin{cases} n e \mu_n \vec{E} = -e D_n \vec{g} \text{rad}(n), \\ p e \mu_p \vec{E} = e D_p \vec{g} \text{rad}(p). \end{cases} \quad (3.73)$$

Celles-ci ne dépendent pas de la valeur du potentiel de référence mais de sa dérivée. Cela indique que le potentiel de référence n'a aucune importance. D'ailleurs, la simulation du déplacement des charges par les courants montre, en haut à droite sur la Figure 3.16, une solution du potentiel différente de celle obtenue en résolvant (3.7) sans second membre, en haut à gauche sur la Figure 3.16. Les conditions d'équilibre (3.73) sont respectées dans les deux cas mais on remarque que le potentiel de référence au cœur de chaque semi-conducteur est différent. Seule la solution de droite sur la Figure 3.16 est valable, car imposer un potentiel nul au cœur des matériaux semi-conducteurs n'a pas de signification physique. On en conclue que le champ ξ n'est pas nul au niveau de la jonction et un signal est détectable. Ce résultat s'obtient aussi en simulant séparément les deux matériaux semi-conducteurs, en assemblant les champs électriques estimés et en intégrant le résultat pour obtenir le potentiel de la structure complète. Cela permet en effet de découpler le potentiel de référence de chaque semi-conducteur.

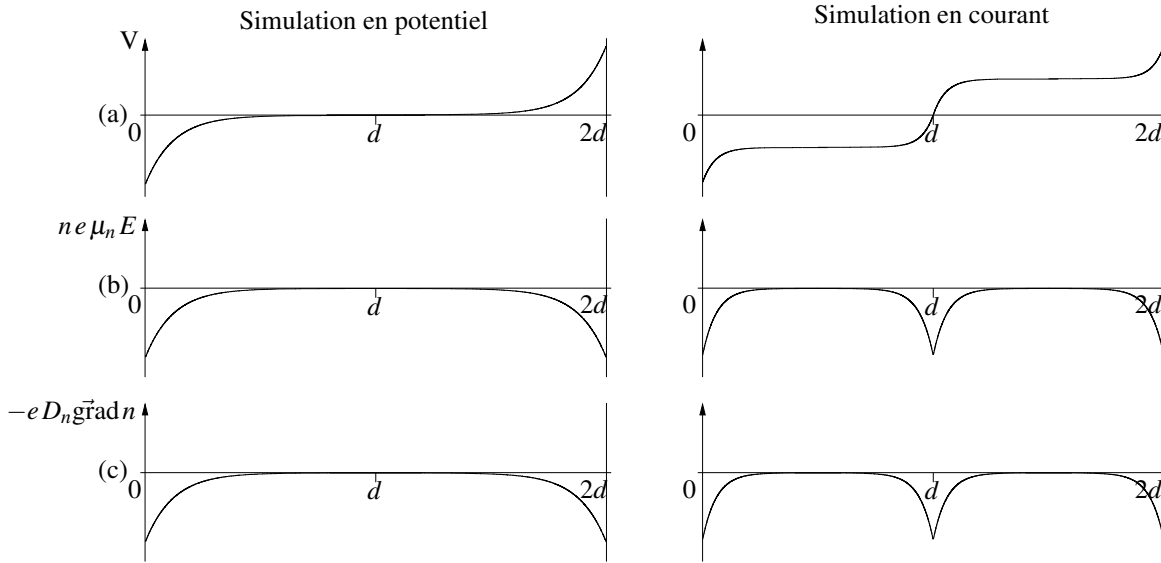


FIGURE 3.16 – (a) Potentiel électrique V , (b) champ électrique $ne\mu_n E$ et (c) variation de la densité des porteurs libres $-eD_n \vec{\text{grad}} n$ calculés sur la structure complète et sur deux structures en série.

3.3 Simulation numérique du signal

L'estimation du champ électrique E , de sensibilité ξ dans une structure à base de matériaux semi-conducteurs peut être faite par un calcul numérique quand celle-ci est formée d'un seul matériau. Dans le cas des structures plus complexes composées de matériaux associées en couches, le calcul doit être fait pour chacun des matériaux. En effet chaque matériau a sa propre référence de potentiel ce qui empêche toute résolution d'ensemble par le potentiel.

3.3.1 Principe de simulation

Quand deux matériaux sont couplés ensemble, la différence entre leur travail de sortie crée un déséquilibre qui tend à déplacer les charges d'un matériau à l'autre. Ceci produit un champ électrique de rappel qui une fois l'équilibre atteint est à l'origine du potentiel de contact. La distance sur laquelle les charges s'étendent dans chacun des matériaux dépend du signe du potentiel de contact par les expressions générales (3.5), voire également de la longueur d'écrantage (1.26). Les concentrations à l'équilibre n_0 et p_0 des équations (3.5) définissent le potentiel de référence

du matériau. Ainsi pour calculer le champs E dans une structure complexe, on initialise la distribution de charges piégées N et mobiles n et p selon le travail de sortie de chaque matériau. Le champ électrique est déduit à partir de l'équation de Gauss et du champ électrique moyen imposé par la différence entre les potentiels de contact à chaque interface du matériau considéré. Le potentiel v est simulé en résolvant l'équation différentielle 3.7 sans second membre avec les distributions de charges mobiles n et p obtenues à l'équilibre pour le calcul du potentiel V .

3.3.2 Estimation du signal

La réponse électrique de la MOP (3.28) dépend principalement du produit $E \xi$ et du potentiel v . L'estimation du signal passe donc par la simulation de la distribution des champs E et ξ . La Figure 3.17 illustre la simulation de la densité totale de charges et la densité des porteurs mobiles à l'équilibre électrostatique. On voit bien qu'au niveau de l'interface la densité totale de charges ρ est égale à la densité des charges mobiles, $-p_0$ du côté p sur une distance x_p correspondant à l'équation (3.65) et $+n_0$ du côté n sur une distance x_n correspondant à l'équation (3.64), et nulle ailleurs. On voit aussi que la zone où $\rho \neq 0$ est dépourvue de porteurs libres et qu'elle s'étend davantage dans la région la moins dopée. Figure 3.18 illustre la distribution de champ électrique dans la jonction p-n. Au niveau de la zone de charge d'espace son amplitude correspond à l'équation (3.71) et il s'annule ailleurs. Les résultats obtenus par simulation sont donc conformes aux résultats analytiques.

On a vu dans la section précédente que le calcul du champ ξ pour une jonction p-n ne peut pas se faire en considérant la jonction comme une structure complète et qu'il est nécessaire de faire le calcul suivant l'équation (3.35) pour chaque partie de la jonction puis juxtaposer les résultats obtenus. Ceci s'applique aussi à la simulation numérique car le champ ξ simulé sur une structure complète donne un signal qui une fois avoir atteint le niveau zéro au voisinage des électrodes ne peut remonter que de l'autre côté de l'échantillon. Cela implique un signal nul au niveau de la jonction enfouie. La simulation est donc faite pour les cotés n et p séparément, puis les signaux obtenus sont juxtaposés en respectant le décalage temporel approprié. La Fig-

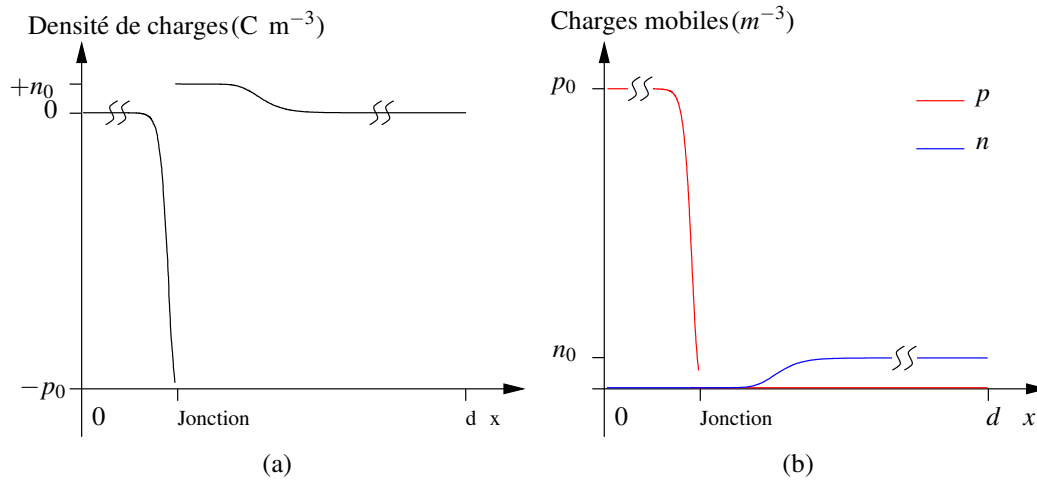


FIGURE 3.17 – Simulation de la densité volumique totale de charges ρ (a) et des densités volumiques des porteurs mobiles p et n (b) dans une jonction p-n.

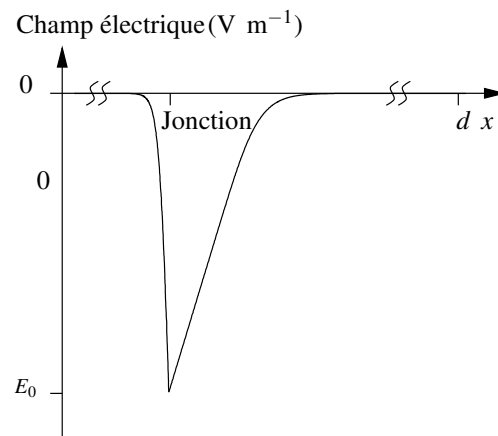


FIGURE 3.18 – Simulation du champ électrique E dans une jonction p-n.

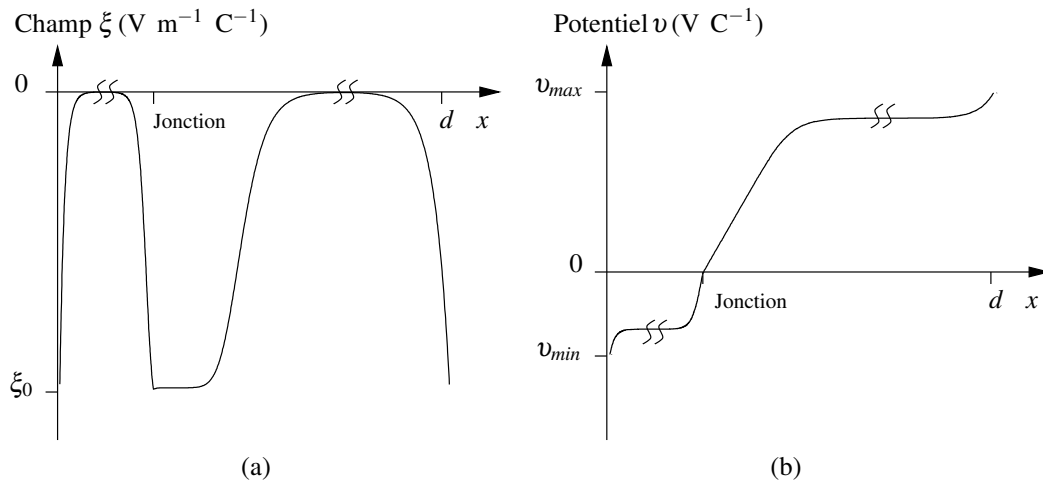


FIGURE 3.19 – Simulation du champ ξ (a) et du potentiel v (b) dans une jonction p-n.

ure 3.19 montre la simulation du champ ξ et du potentiel v dans une jonction p-n. Le champ ξ prend des valeurs significatives au niveau des électrodes et de la jonction enfouie et s'annule ailleurs. En fait il prend des valeurs significatives partout où il n'y a pas de charges mobiles aux interfaces. Il s'étend davantage dans la région la moins dopée comme le champ électrique E . On s'aperçoit aussi que l'allure du champ ξ au niveau de la jonction enfouie, qui est une zone de déplétion, est identique à celle trouvée analytiquement dans la section 3.2.4 pour un matériau semi-conducteur soumis à un potentiel de contact en régime de déplétion. Le potentiel v qui est une forme intégrale du champ ξ garde une amplitude constante aux endroits où la densité totale des charges est nulle, c'est-à-dire loin des électrodes et de la jonction enfouie, et varie au niveau des interfaces.

La Figure 3.20 (a) montre la simulation de la distribution de champ électrique dans une jonction p-n avec des électrodes métalliques. On voit 3 pics au niveau des interfaces métal/semi-conducteur, dont l'amplitude et la polarité dépendent de la différence entre les travaux de sortie de l'électrode et du matériau semi-conducteur, et au niveau de la jonction enfouie, dont l'amplitude et la polarité dépendent du dopage des deux semi-conducteurs couplés. Dans cette simulation, on notera que l'on a exagéré la longueur d'écrantage dans les électrodes afin que l'on puisse la distinguer sur la figure. La distribution du champ de sensibilité ξ correspondant est illustrée sur la Figure 3.20 (b). On voit des valeurs significatives au niveau des interfaces et au

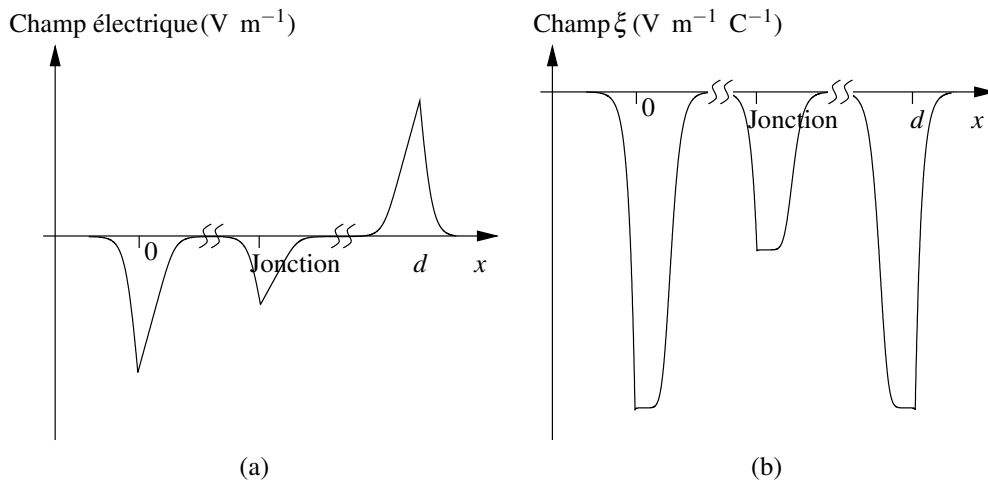


FIGURE 3.20 – Simulation du champ électrique E (a) et du champ de sensibilité ξ (b) dans une jonction p-n avec des électrodes métalliques.

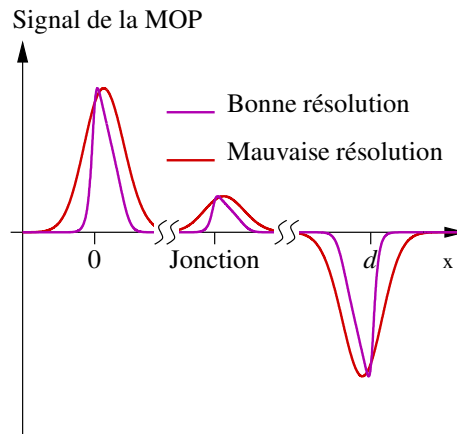


FIGURE 3.21 – Simulation du signal de la MOP appliquée à une jonction p-n avec des électrodes métalliques pour une bonne et une mauvaise résolution spatiale.

niveau de la jonction enfouie.

Le signal résultant de la MOP, issu de l'expression (3.28), est proportionnel au produit de convolution entre $E \xi$ et la déformation $\partial u / \partial x$ qui est modélisée ici par une gaussienne. Ce produit de convolution est montré sur la Figure 3.21. En comparant ce signal estimé avec la distribution de champ dans la structure testée, on voit clairement que le signal de la MOP est l'image de la distribution du champ électrique, même pour une résolution spatiale insuffisante.

Chapitre 4

Validation expérimentale

L'analyse théorique et les simulations numériques montrent qu'il existe une réponse correspondante aux différents types de matériaux et structures avec la méthode de l'onde de pression. L'objet de ce dernier chapitre est de confronter la théorie à la pratique, aux limitations de la mesure, telle que la résolution spatiale, et aux imperfections des échantillons étudiés, telles que les discontinuités élastiques.

4.1 Échantillons métalliques

On a vu dans le chapitre 1 que le couplage de deux matériaux différents permet aux charges de diffuser à travers l'interface. Ainsi il apparaît des charges positives d'un côté de l'interface et des charges négatives de l'autre côté ce qui produit un champ électrique d'interface qui s'étale dans chaque matériau sur une profondeur dépendant de la longueur d'écrantage. Le Tableau 4.1 donne un ordre de grandeur de cette longueur d'écrantage et de la densité de porteurs libres dans différents matériaux. Il est clair que la longueur d'écrantage diminue avec la densité de porteurs libres.

L'application de la MOP produit un signal qui dépend de la distribution de charges ou de champ électrique selon la condition de mesure. Or comme toutes méthodes de mesure, la MOP a une

résolution spatiale limitée, et celle-ci correspond au temps de montée de 10 à 90% de l'impulsion multiplié par la vitesse du son [41]. Ainsi, toute distribution de charges s'étalant sur une longueur supérieure ou égale à la résolution de la MOP peut être détectée.

Matériaux	Densité de porteurs libres	Longueur d'écrantage
Métaux	$n \geq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$	Fraction de nm
Semi-conducteurs dopés	$n \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	quelques nm
Eau plate	$n \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$\approx 1 \mu\text{m}$
Semi-conducteurs intrinsèques	$n \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$	Fraction de mm
Isolants	$n \rightarrow 0 \text{ cm}^{-3}$	∞

TABLE 4.1 – Ordre de grandeur de la longueur d'écrantage dans différents matériaux.

La résolution actuelle de la MOP est de l'ordre du micromètre [42] ce qui permet de détecter le champ d'interface dans un matériau isolant et la distribution volumique de ces charges. Quant aux matériaux conducteurs et semi-conducteurs, leur longueur d'écrantage est plus petite que la résolution spatiale de la MOP. Ainsi quand l'impulsion de pression arrive à l'interface, deux signaux sont émis en même temps, l'un produit par les charges accumulées d'un côté de l'interface et l'autre par la même quantité de charges mais de signe opposé de l'autre côté de l'interface, tel qu'illustré sur la Figure 4.1 (a). Les deux signaux émis sont opposés et le signal résultant devrait être quasiment nul comme illustré sur la Figure 4.1 (b).

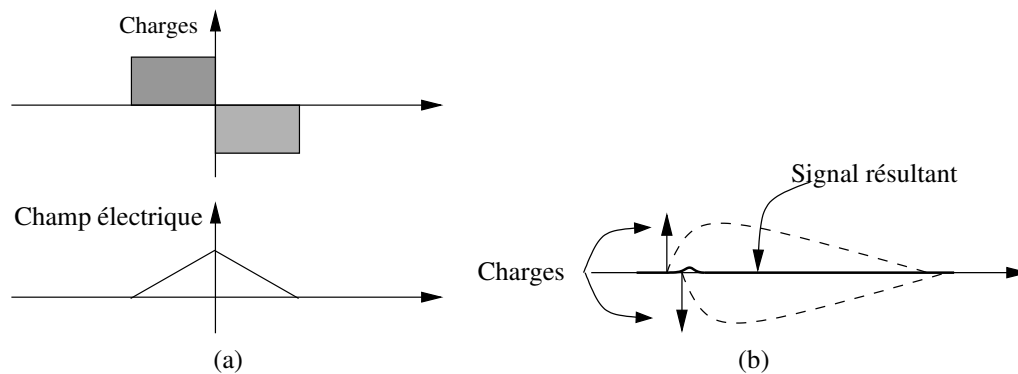


FIGURE 4.1 – (a) Distribution symétrique de charges et de champ électrique à l'interface entre deux métaux. (b) Réponse électrique de la MOP à l'interface entre deux métaux.

4.1.1 Échantillon métal/verre/métal hors tension

Les mesures de la distribution de charges et de champ électrique dans les métaux par la MOP ont été effectuées en utilisant la technique LIPP où l'impulsion de pression est créée par une impulsion laser et la cible est constamment arrosée d'eau savonneuse afin de renforcer l'amplitude des impulsions de pression par effet d'ablation. Afin de réduire encore le bruit de mesure, une moyenne de 100 acquisitions est effectuée pour chaque échantillon.

La première série d'échantillons mesurée est composée d'échantillons en verre sur lesquels sont déposées diverses électrodes métalliques (Figure 4.2). Le dépôt des électrodes est fait par pulvérisation cathodique à $2 \cdot 10^{-3}$ Bar. Les mesures ont été faites en variant l'épaisseur du verre et la nature du métal des électrodes. Dans ce type d'échantillons il existe deux interfaces métal/verre.

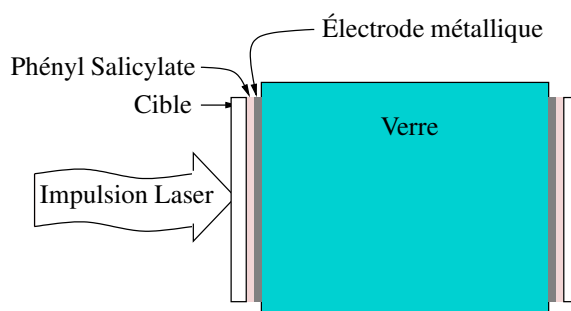


FIGURE 4.2 – Électrodes métalliques déposées sur des échantillons en verre.

L'application de la MOP nécessite de coupler à l'échantillon mesuré une cible de protection sur laquelle on tire les impulsions laser. La cible utilisée est un disque en aluminium de 2 mm d'épaisseur. Le principal produit utilisé pour faire le couplage de l'échantillon avec la cible est le phényl salicylate (Salol) $C_{13}H_{10}O_3$. Cette substance est obtenue à partir d'une réaction endothermique entre l'acide salicylique $C_7H_6O_3$ et le phénol C_6H_6O . Sa température de fusion est de 41.5°C , largement inférieure à celle des échantillons étudiés, ce qui facilite le processus de couplage. Un autre couplant, le gel Sofranel D, a été utilisé pour des études comparatives.

Un échantillon en verre sur lequel des électrodes métalliques sont déposées est équivalent à un condensateur plan où l'échantillon en verre correspond au diélectrique et les électrodes mé-

talliques aux armatures. Quand une tension de polarisation V est appliquée au condensateur, un champ électrique E se développe dans le diélectrique qui accumule des charges positives $+Q = CV$ sur l'armature positive et des charges négatives $-Q = -CV$ sur l'armature négative. Hors tension, on a $V = 0$ et $E = 0$. Il n'y a donc pas d'accumulation de charges au niveau des armatures et aucun signal ne devrait être détecté par la MOP. À l'échelle microscopique il existe cependant le champ électrique développé par la mise en contact des matériaux du fait de leur différents travaux de sortie.

Les résultats expérimentaux pour des échantillons de verre d'épaisseur 1 mm sont illustrés sur la Figure 4.3. Dans les quatre graphes, le premier pic correspond au signal produit quand la pression entre dans l'échantillon. Le second pic correspond au signal produit quand la pression sort de l'échantillon. Nous pouvons vérifier que le temps qui sépare ces pics correspond bien à la vitesse du son dans le verre. Ici on trouve

$$v_s = \frac{d}{t} = \frac{\text{épaisseur de l'échantillon}}{\text{temps séparant les deux pics}} = 5714 \text{ m/s}, \quad (4.1)$$

ce qui est conforme à la valeur théorique de 5770 m/s compte tenu de la précision de la mesure. On constate que l'amplitude des signaux provenant de l'interface métal/verre varie avec le type de métal utilisé pour les électrodes. Le graphe de la Figure 4.4 représente l'amplitude du pic d'entrée en fonction du travail de sortie des métaux déposés. Les travaux de sortie des métaux sont issus de la référence [43]. Le travail de sortie du verre est d'environ $\phi_v = 5.1 \text{ eV}$ [44] ce qui correspond environ à l'intersection de la droite de régression avec l'axe des abscisses. Le signal obtenu augmente en s'éloignant de ϕ_v . Les métaux ayant un travail de sortie inférieur à ϕ_v donnent un signal de signe opposé aux métaux ayant un travail de sortie supérieur à ϕ_v .

Afin de vérifier qu'il ne s'agit pas d'un artefact produit par une tension résiduelle appliquée à l'échantillon, l'épaisseur du verre a été réduite à $250 \mu\text{m}$. La Figure 4.5 illustre les résultats de la MOP appliquée à des échantillons en verre d'épaisseur de 1 mm et de 0.25 mm avec des électrodes en aluminium déposées. Dans les deux graphes on aperçoit deux pics à l'entrée et à la sortie de l'échantillon, c'est-à-dire au niveau des interfaces. Si les pics étaient dus à une

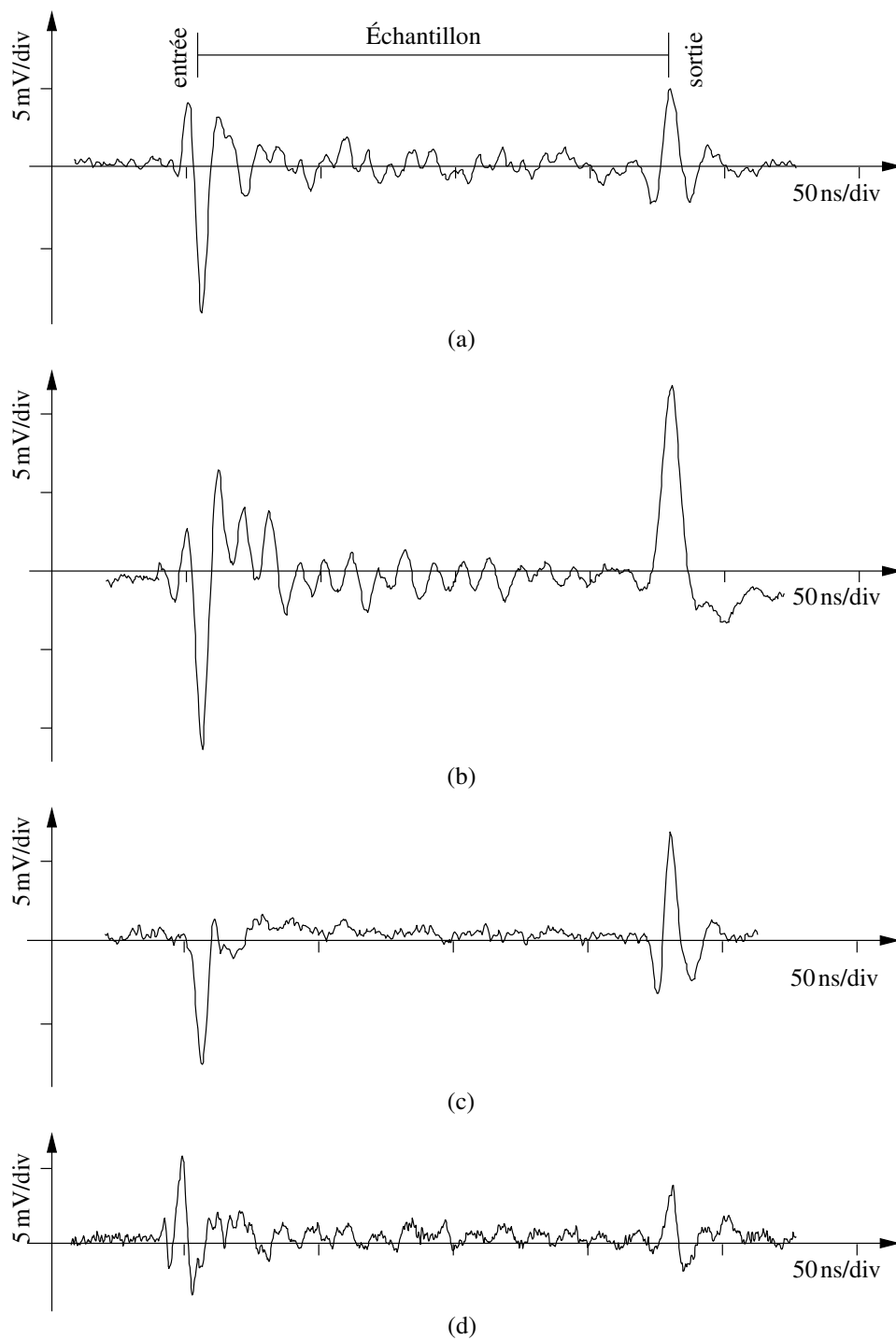


FIGURE 4.3 – Résultats de la MOP appliquée à des échantillons en verre avec des électrodes métalliques déposées. (a) Niobium (b) Aluminium (c) Palladium (d) Platine.

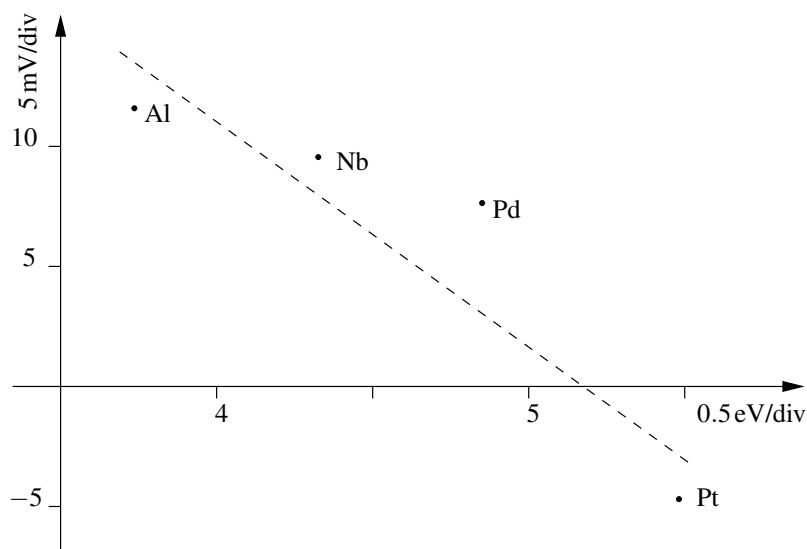


FIGURE 4.4 – Amplitude du pic d’entrée en fonction du travail de sortie des métaux utilisés.

tension résiduelle du système de mesure, le signal devrait être quatre fois plus fort dans le second cas puisque le verre est quatre fois plus fin. En considérant la variabilité du montage de l’échantillon, on peut dire que les pics sont de la même amplitude et donc qu’ils sont dus au potentiel de contact métal/SiO₂.

Une autre source d’artefact pourrait provenir du couplant. La Figure 4.6 illustre les résultats de la MOP appliquée à des échantillons en verre d’épaisseur 0.25 mm avec des électrodes d’aluminium déposées couplées à des disques d’aluminium soit par du phényl salicylate soit par un gel aqueux. Le signal de la Figure 4.6 (a) a été obtenu avec un couplage de phényl salicylate et celui de la Figure 4.6 (b) avec un couplage de gel Sofranel D.

La variation du couplant change la forme de la pression, mais pas la quantité de charges aux interfaces. En effet, le produit de l’amplitude du pic par sa largeur à mi-hauteur est similaire, de l’ordre de 60 à 70 mV × ns. On en déduit que le couplant n’a pas d’effet. On peut également déduire de ces mesures que le salol (phényl salicylate) permet une meilleure résolution spatiale que le gel du fait de sa structure cristalline.

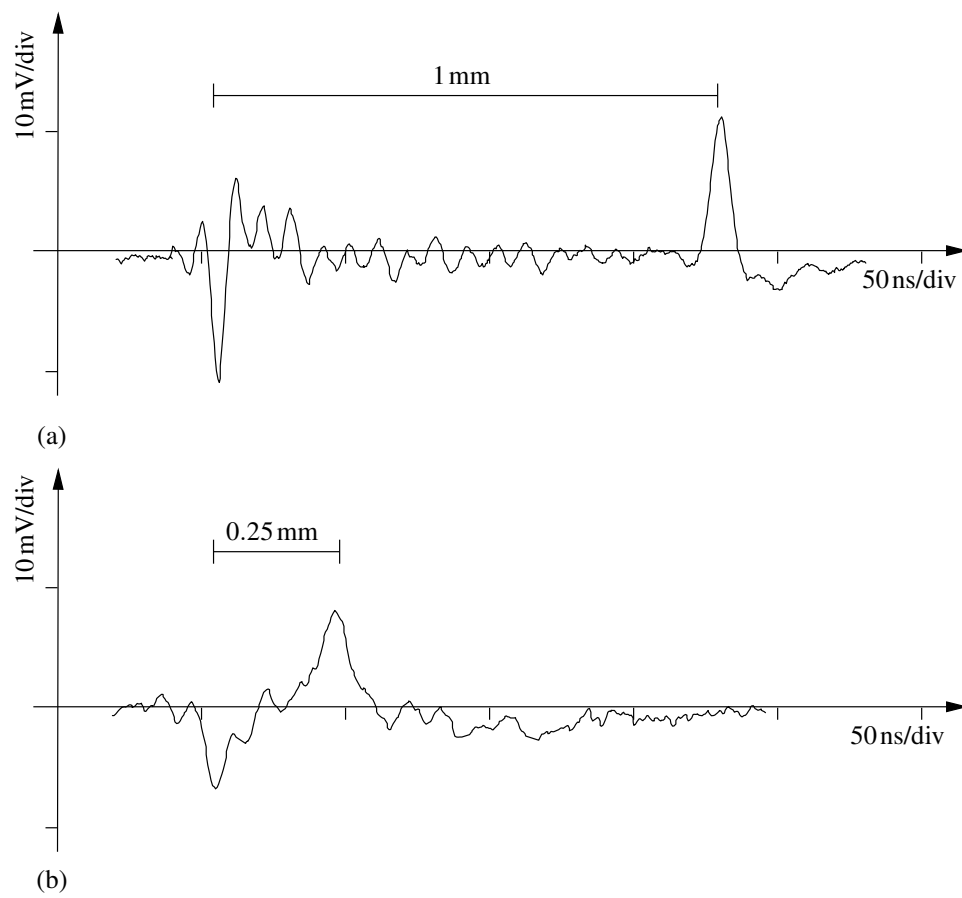


FIGURE 4.5 – Résultats de la MOP appliquée à des échantillons en verre avec des électrodes d'aluminium : (a) verre d'épaisseur 1 mm et (b) verre d'épaisseur 0.25 mm.

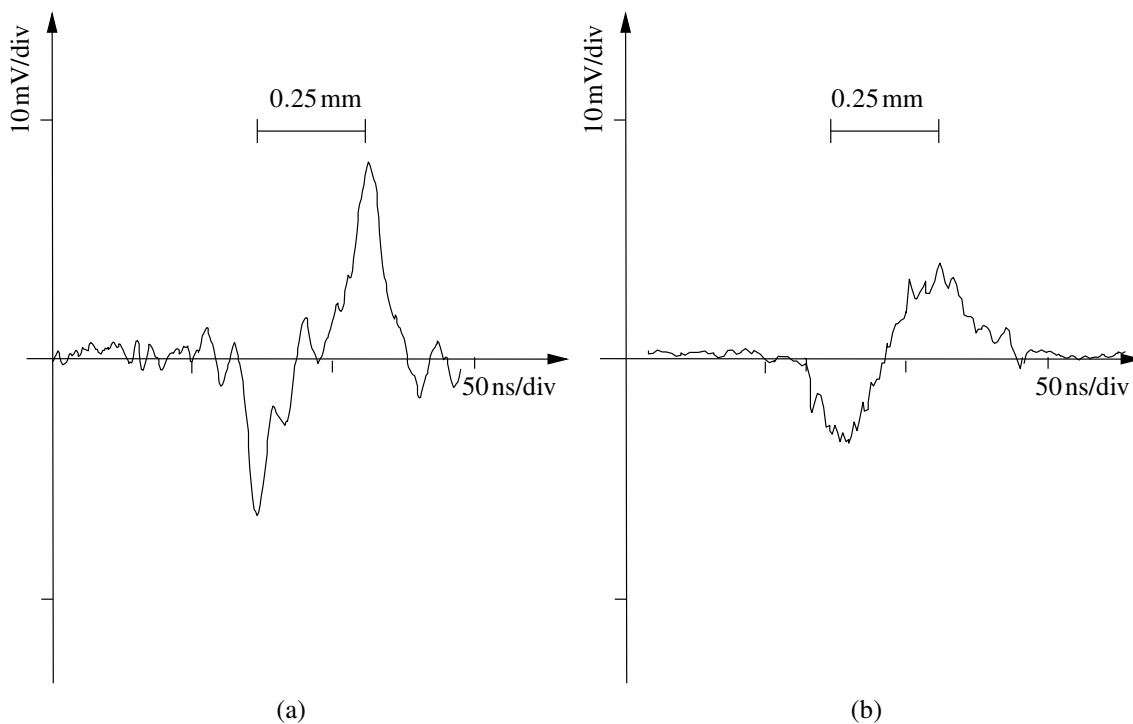


FIGURE 4.6 – Résultats de la MOP appliquée à des échantillons en verre avec des électrodes d'aluminium déposées. Le couplage avec la cible de protection est fait avec (a) du phényl salicylate et (b) du gel Sofranel D.

4.1.2 Analyse de l'origine des signaux

La résolution de la MOP n'est pas suffisante pour détecter les effets de contact. Cependant un signal est détecté expérimentalement au niveau de l'interface verre/métal qui dépend fortement de la différence des travaux de sorties des matériaux couplés. Ce signal peut être expliqué par plusieurs phénomènes décrits dans les sous-sections suivantes.

4.1.2.1 Réflexion de la pression à l'interface

La transmission de la pression à travers une interface dépend de l'impédance acoustique des matériaux de part et d'autre de l'interface. En cas d'adaptation parfaite, le déplacement des charges de part et d'autre est similaire et aucun signal ne devrait être détecté. En revanche si l'adaptation n'est pas parfaite, ce qui est souvent le cas, l'impulsion de pression est partiellement réfléchiée à l'interface et son profil n'est pas exactement le même avant et après l'interface. Les

signaux produits par les charges de part et d'autre de l'interface ne sont plus similaires et leur somme n'est alors plus nulle. Ce phénomène est illustré sur la Figure 4.7.

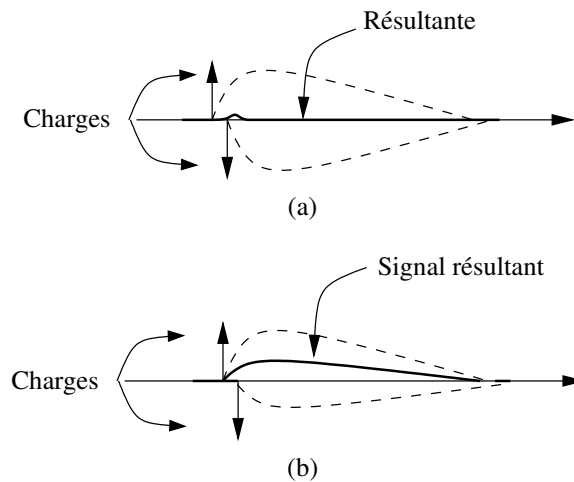


FIGURE 4.7 – Réponse électrique de la MOP à l'interface d'un métal : (a) pression équivalente et (b) pression différente de part et d'autre de l'interface.

4.1.2.2 Dissymétrie des longueurs d'écrantage

La longueur d'écrantage détermine la profondeur sur laquelle des charges mobiles s'accumulent à l'interface d'un matériau et donc la distance sur laquelle le champ électrique s'étend. Quand les deux matériaux couplés ont des longueurs d'écrantage très différentes, comme dans le cas d'une interface métal/isolant, le champ varie très rapidement d'un côté de l'interface et est étalé sur une distance beaucoup plus grande de l'autre côté de l'interface comme le montre la Figure 4.8 (a). Ainsi les signaux générés de part et d'autre de l'interface sont dissymétriques et leur somme ne s'annule plus. Un signal résultant émerge au niveau des électrodes comme illustré sur la Figure 4.8 (b).

4.1.2.3 Grande capacité d'interface

Les conditions de mesure de la MOP sont déterminées par la constante de temps de la chaîne de mesure $\tau = rC$ (voir section 2.2.5). Quand la constante de temps τ est petite par rapport à la durée de l'impulsion de pression, on est en condition de court-circuit et le signal mesuré est une

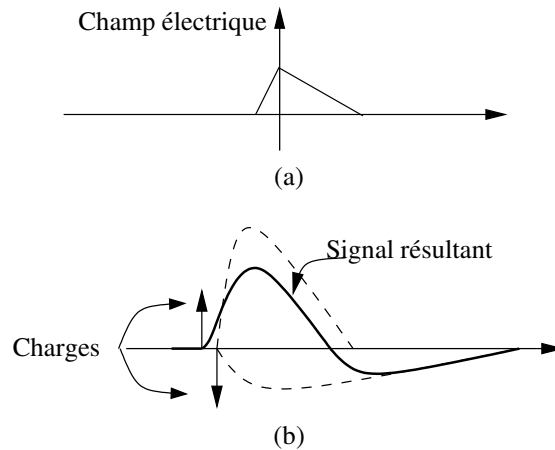


FIGURE 4.8 – Interface entre deux matériaux ayant des longueurs d’écrantage très différentes. (a) Distribution de champ électrique et (b) réponse électrique de la MOP.

image de la distribution de charges. Quand la capacité C de l’échantillon mesuré est grande, τ devient supérieure à la durée de l’impulsion et on passe en conditions de circuit ouvert. Dans cette dernière condition, le signal est l’image du champ électrique comme l’illustre la Figure 4.9. Ainsi l’effet de soustraction dû aux charges de part et d’autre de l’interface n’existe plus et seul un signal proportionnel au champ d’interface est détectable. L’origine la plus probable des signaux présentés dans la section 4.1.1 est due à cet effet car les capacités d’interface sont généralement très grandes.



FIGURE 4.9 – Réponse électrique de la MOP à l’interface de deux matériaux en condition de circuit ouvert.

4.1.3 Effet du matériau couplé au métal

Toutes les expériences précédentes ont été réalisées avec de la silice comme matériau couplé aux électrodes. Il est aussi intéressant de vérifier si ce n’est pas la silice qui est responsable de la majeure partie du signal. Ainsi divers échantillons ont été préparés en couplant de l’aluminium à divers matériaux tels que l’air, le phényl salicylate et le silicium intrinsèque. La Figure 4.10 (a) illustre la structure de l’échantillon pour l’étude de l’interface aluminium/air. Il

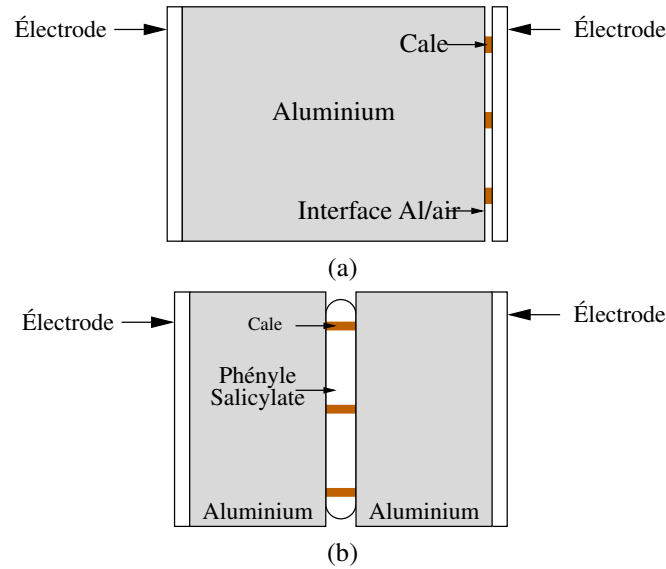


FIGURE 4.10 – (a) Échantillon en aluminium séparé de l'électrode de mesure par des cales. (b) Deux disques en aluminium séparés par du phényle salicylate et des cales.

s'agit d'un disque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur séparé de l'électrode de mesure par des cales de 1.4 mm d'épaisseur. La Figure 4.10 (b) illustre l'échantillon désigné pour l'étude de l'interface aluminium/phényle salicylate, il s'agit de deux disques d'aluminium de 2 mm d'épaisseur séparées par une couche épaisse de phényle salicylate calibrée par des cales d'épaisseur 1.4 mm. En ce qui concerne l'échantillon à base de silicium intrinsèque, sa structure générale est celle déjà décrite pour les échantillons avec du verre (silice), voir par exemple la Figure 4.2.

La Figure 4.11 illustre les mesures de la MOP avec ces différents échantillons.

L'amplitude et la largeur du pic obtenu à l'interface varient avec le matériau couplé à l'aluminium. Le travail de sortie de l'aluminium est compris entre 3.8 et 4.2 eV, l'amplitude du signal est d'autant plus grand que la différence entre le travail de sortie de l'aluminium et celui du matériau qui lui est couplé est grande. Elle est environ égale à 11 mV à l'interface aluminium/silicium intrinsèque dont le travail de sortie est $\phi_{Si} = 4.85$ et 19 mV à l'interface aluminium/air ambiant. Le cas du couplage silicium/phényle salicylate est un cas intermédiaire avec une amplitude du signal de 17.5 mV. Concernant la forme des signaux, elle est très dépendante de la façon dont les ondes élastiques se propagent. Dans l'air, quasiment rien n'est transmis et un seul pic est visible. Dans le phényle salicylate, le pic d'interface de sortie est très large à cause

d'une grande dispersion des ondes élastiques. Enfin dans le silicium presque aucune dispersion n'est visible et le pic de sortie est similaire au pic d'entrée. Finalement, ces mesures montrent clairement que les charges à la surface de l'aluminium sont détectées.

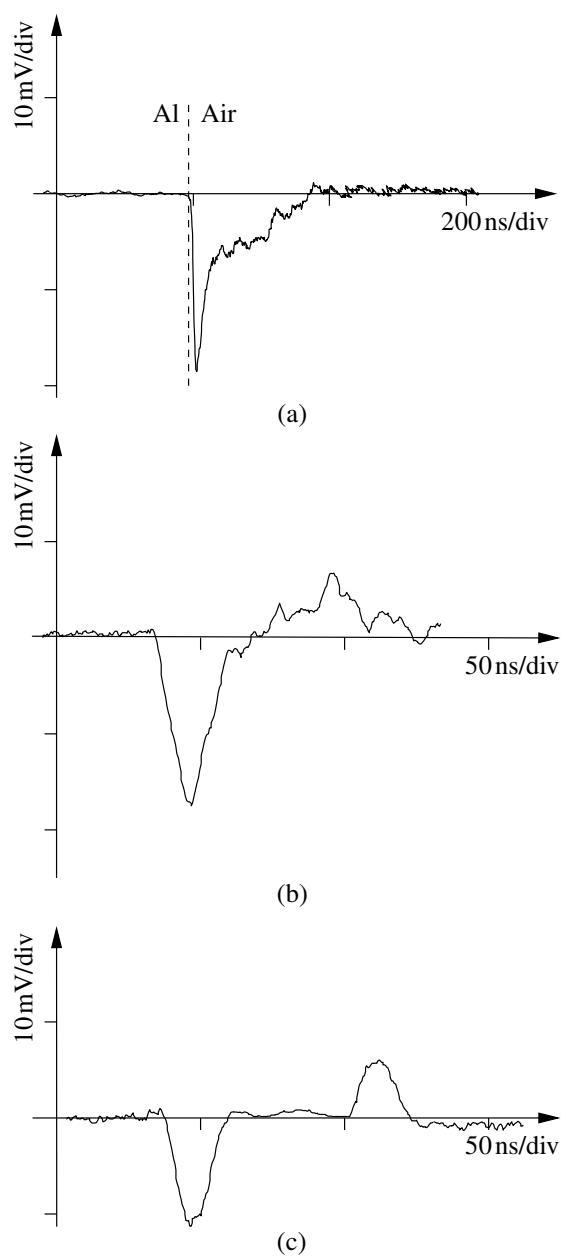


FIGURE 4.11 – Résultats de la MOP pour les interfaces (a) aluminium/air, (b) aluminium/phényl salicylate et (c) aluminium/silicium.

4.2 Échantillons semi-conducteurs

Les matériaux semi-conducteurs peuvent être dopés avec des impuretés pour contrôler leurs propriétés électriques. Le couplage des matériaux semi-conducteurs à des matériaux isolants, conducteurs ou semi-conducteurs de dopage différent a permis le développement de nombreux composants électroniques. Le matériau semi-conducteur le plus utilisé dans l'industrie électronique est le silicium. Il est très utilisé parce que c'est l'élément le plus abondant dans la croûte terrestre après l'oxygène. Bien souvent l'étude des composants semi-conducteurs se fait par des méthodes de mesure indirectes. Dans cette section sont présentés et interprétés des résultats avec la MOP appliquée à des matériaux semi-conducteurs pour différents dopages et différentes structures p-n. De plus sont présentés les résultats de la méthode C-V appliquée à une jonction enfouie afin d'exposer les différences entre une méthode de mesure directe et une autre indirecte.

4.2.1 Échantillons de Silicium uniformes

Les échantillons étudiés proviennent de wafers de silicium de $670\mu\text{m}$ d'épaisseur uniformément dopées. Les échantillons dopés p ont une résistivité de 1 à $50\Omega/\text{cm}$, une concentration de 10^{14}cm^{-3} et une orientation $\langle 001 \rangle$. Les échantillons dopés n ont une résistivité de 4 à $7\Omega/\text{cm}$, une concentration en Phosphore de 0.005 ppm, et une orientation $\langle 001 \rangle$. Ces wafers sont découpés en carrés d'environ 2.5 cm de côté et des électrodes d'aluminium sont déposés sur chacune des faces.

Afin de ne pas détériorer les électrodes avec l'impulsion laser utilisée pour la MOP, une cible et une contre-électrode en aluminium de 2.5 mm d'épaisseur ont été couplées par du phényl salicylate sur chacune des faces.

Le travail de sortie du silicium non dopé est de 4.85 eV ; il augmente avec un dopage type n et diminue avec un dopage type p en fonction de la densité des impuretés.

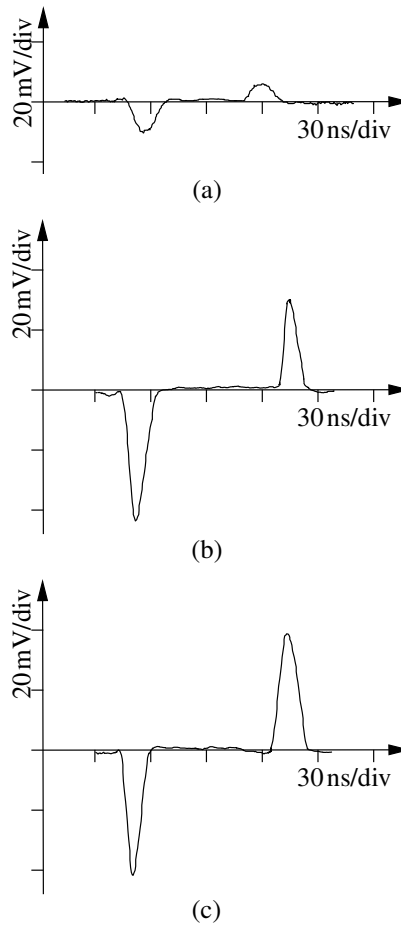


FIGURE 4.12 – Résultats de la MOP appliquée à des échantillons de Silicium (a) intrinsèque, (b) extrinsèque de type p et (c) extrinsèque de type n.

La Figure 4.12 montre des résultats issus de trois échantillons de silicium, le premier intrinsèque, le deuxième extrinsèque de type p et le troisième extrinsèque de type n. Dans ces trois courbes, le premier pic correspond au signal produit quand la pression entre dans l'échantillon, le second pic correspond au signal produit quand la pression sort de l'échantillon. Le temps qui sépare ces pics correspond à l'épaisseur de l'échantillon divisé par la vitesse du son dans le silicium. Ici on trouve :

$$v_s = \frac{d}{t} = \frac{\text{épaisseur de l'échantillon}}{\text{temps séparant les deux pics}} = 8375 \text{ m/s}, \quad (4.2)$$

ce qui est conforme avec la valeur théorique de 8410 m/s à la précision de la mesure.

Le silicium intrinsèque ne comporte aucune impureté, les porteurs de charges n'y sont créés

que par des défauts cristallins et par excitation thermique, la longueur d'écrantage est de l'ordre d'une fraction de mm. Donc à température ambiante le silicium intrinsèque se comporte presque comme un isolant. Les deux pics obtenus à l'entrée et la sortie dans ce cas correspondent à la distribution de charges à l'interface aluminium/silicium, principalement dû à l'aluminium. L'amplitude de ce signal est d'ailleurs similaire à ceux obtenus avec du verre.

Le silicium extrinsèque comporte des impuretés et donc une densité de porteurs libres beaucoup plus grande que le silicium intrinsèque. Les deux pics obtenus dans le cas des échantillons de silicium extrinsèque ont la même allure que ceux obtenus dans le cas du silicium intrinsèque, mais leur amplitude est quatre fois plus grande environ. On remarque également que le silicium dopé n et p donne des résultats similaires.

La compression des charges piégées de l'échantillon augmente localement leur concentration ce qui engendre un déséquilibre électrostatique qui se traduit par l'apparition d'un champ électrique depuis la zone de compression. En conséquence les charges mobiles se déplacent autour de la zone de compression sous l'effet de ce champ de sorte à l'écranter. Pour un plan de charges l'effet d'écrantage est complet à 95 % [19] pour des distances supérieures à 3λ où :

$$\lambda = \sqrt{\frac{\varepsilon \psi}{e(p+n)}} \quad (4.3)$$

avec ε la permittivité, $\psi = k_B T / e$ le potentiel d'activation thermique, p la densité des trous et n est la densité des électrons.

À l'entrée et à la sortie de l'onde de pression dans l'échantillon, et tant que la distance entre l'électrode et la zone de compression est inférieure à la longueur d'écrantage λ , l'écrantage du champ électrique reste incomplet [22]. Ce champ électrique n'est donc pas nul au niveau de l'électrode, ce qui se traduit par un signal électrique que l'on recueille au niveau des électrodes. Ce signal correspond au 1^{er} et au 2^{ème} pic des mesures. Une fois l'onde éloignée des électrodes d'une distance supérieure à 3λ , l'effet d'écrantage devient complet et le signal s'annule puisque le champ électrique est nul au niveau des électrodes. L'effet d'écrantage dans un matériau semi-

conducteur extrinsèque dépend du type de dopage et surtout du régime qui s'installe au niveau de l'interface métal/électrode (accumulation, déplétion ou inversion) qui dépend des travaux de sorties des matériaux couplés et qui affecte directement le signes des charges d'un coté et de l'autre de l'interface.

4.2.2 Jonctions p-n

Les jonctions p-n sont composées de deux wafers de $720\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, l'un dopé n et l'autre p, assemblés par collage moléculaire. L'utilisation d'un collage ordinaire pour assembler les deux wafers pose des problèmes car, d'une part, il modifie les propriétés électriques de la jonction et, d'autre part, le couplage élastique entre les deux matériaux semi-conducteurs n'est pas parfait ni reproductible. C'est la raison pour laquelle le couplage moléculaire a été retenu.

4.2.2.1 Réalisation des échantillons et implémentation expérimentale

Frank Fournel du LETI à grenoble [45] a mis au point un couplage hydrophobe par adhérence moléculaire. Cette technique se base sur la mise en contact directe des surfaces. Une telle opération consiste à nettoyer les surfaces à mettre en contact pour éviter toute contamination surfacique, par des hydrocarbures par exemple. Les deux surfaces sont ensuite mises en contact à une distance inférieure à quelques nanomètres ce qui fait agir les forces attractives d'interaction électronique (Forces de Van der Waals) entre atomes ou molécules des deux surfaces [46]. Cette opération nécessite une maîtrise de l'orientation cristalline des deux wafers mis en contact. La Figure 4.13 montre le dispositif de polissage utilisé. Pour renforcer les liaisons covalentes Si-Si, un traitement thermique à une température minimale de 600°C est nécessaire [47].

4.2.2.2 Dépôt des électrodes sur les échantillons

Les échantillons sont utilisés avec des électrodes déposées par pulvérisation cathodique. Avant toute opération, les échantillons sont bien nettoyés avec de l'acide fluorhydrique pour enlever les



FIGURE 4.13 – Dispositif de polissage mécano-chimique du CEA Grenoble [45].

couches d'oxyde de silice (SiO_2) résiduelles. Les échantillons sont ensuite fixés sur un support et recouvert par un masque circulaire de 20 mm de diamètre. L'ensemble est placé dans une enceinte de pulvérisation qui contient la cible de métal à déposer, aluminium, niobium ou platine par exemple. La pulvérisation est effectuée à 2 mBar une fois que l'oxygène de l'enceinte a été remplacé par de l'argon. Avant le dépôt un nettoyage de 10 minutes de la cible est nécessaire pour la décontaminer, puis le dépôt dure de 1 à 5 minutes selon l'épaisseur de métal à déposer.

4.2.2.3 Identification du dopage des faces de l'échantillon

Le type de dopage de chacune des faces de la jonction est déterminé par le sens de la diode (Figure 4.14) que forme l'échantillon. Le sens passant du courant permet ainsi une identification directe de la cathode (n) et de l'anode (p). Une simple LED est utilisée pour indiquer le passage du courant. La LED s'allume si l'échantillon est dans le même sens que la LED, c'est à dire si la LED est du côté p de l'échantillon dans le schéma de la Figure 4.14.

4.2.2.4 Qualification élastique

Les jonctions préparées à travers le couplage moléculaire présentent normalement une continuité des propriétés élastiques. Une qualification est cependant nécessaire pour s'en assurer. En effet une discontinuité des propriétés élastiques engendre des échos qui complique l'analyse des mesures.

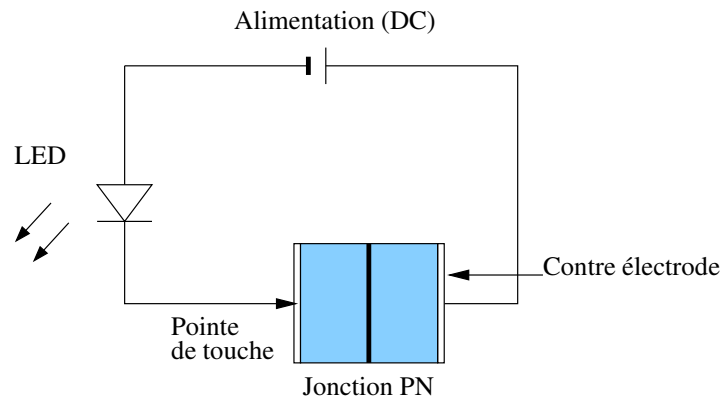


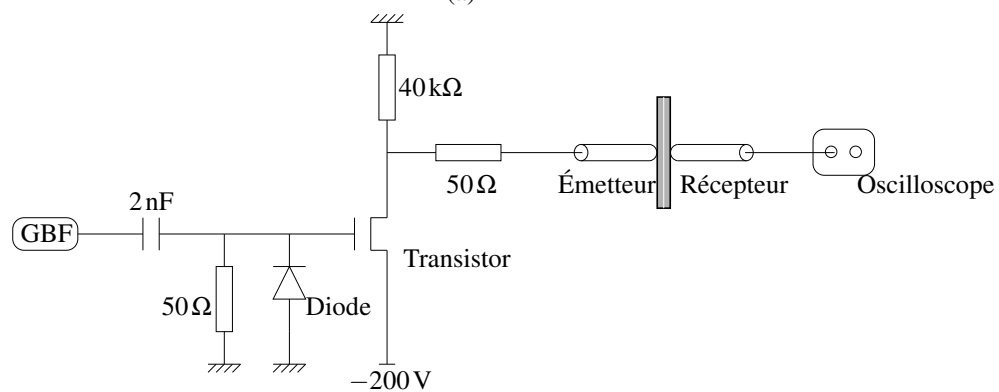
FIGURE 4.14 – Identification des faces n et p des échantillons en utilisant une LED. L'échantillon se positionne entre la pointe de touche et la contre électrode.

Des transducteurs émetteur et récepteur d'ultrason sont couplés à chacune des faces de l'échantillon à qualifier. L'émetteur est alimenté par un échelon de tension de 200 V. Le récepteur est directement relié à un oscilloscope.

L'échelon de tension est produit par un transistor de forte puissance déclenché périodiquement par un générateur basse fréquence (GBF). Le montage de ce dispositif et son schéma électrique sont représentés sur la Figure 4.15. Dans ce montage, le transistor utilisé (Behlke HTS 21-14) peut prendre deux états. Soit il est équivalent à un circuit ouvert et ne laisse pas passer de courant. Soit il est équivalent à un circuit fermé et laisse passer le courant. L'état de fonctionnement est déterminé par un circuit de contrôle relié à la grille du transistor. L'adaptation d'impédance est réalisée par la résistance en série avec le câble. Le GBF est relié à un filtre passe haut qui transforme un signal carré en impulsions. Seules les impulsions positives créées par le front de montée du GBF déclenchent le circuit. Les impulsions négatives sont supprimées par la diode. Avant le déclenchement du circuit, le transducteur est à la masse. Dès qu'une impulsion positive déclenche le transistor, il bascule de l'état ouvert à l'état fermé et le transducteur se charge en quelques nanosecondes. Le transistor reste dans l'état fermé le temps de la durée de l'impulsion sur la grille environ. En conséquence le transducteur produit sa réponse indiciaire au rythme de la fréquence du GBF. L'impulsion de pression de chaque réponse indiciaire se propage à travers l'échantillon. L'échantillon est couplé d'un côté au transducteur électro-acoustique émetteur et de l'autre côté au transducteur récepteur. Ce dernier transducteur



(a)



(b)

FIGURE 4.15 – (a) Dispositif de qualification élastique : alimentation de 200 V (1), générateur d’impulsions (2), et échantillon à tester entre deux transducteurs (3). (b) Schéma électrique utilisé pour l’excitation du transducteur

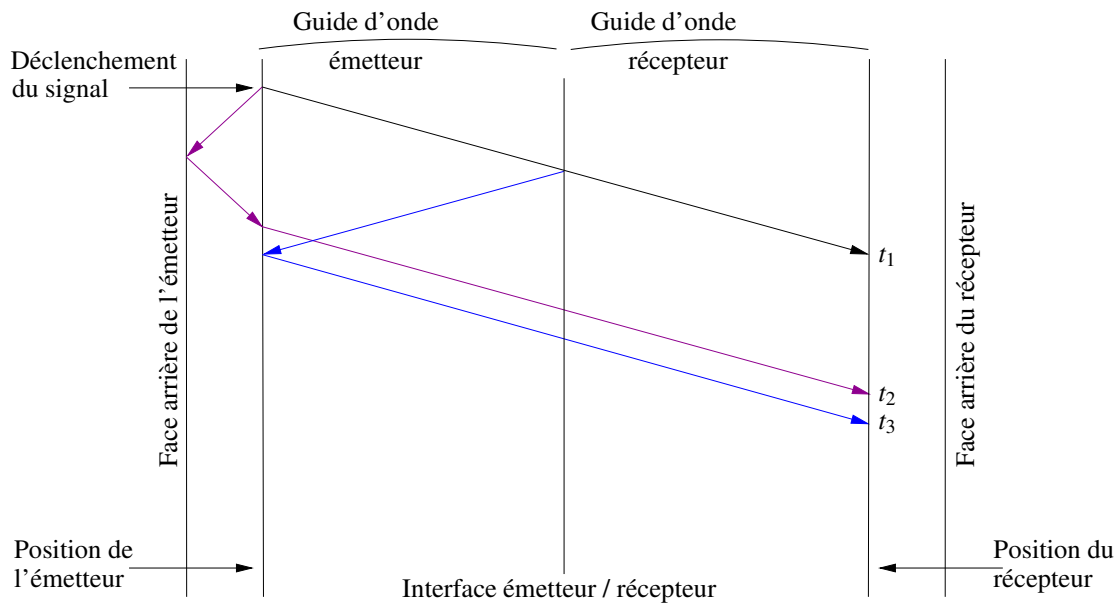


FIGURE 4.16 – Parcours des ultrasons en l'absence d'échantillon.

transforme les ondes acoustiques reçues en un signal électrique mesuré par un oscilloscope. Les couplages entre les transducteurs et l'échantillon se font par le gel aqueux Sofranel D.

La mesure se fait en deux temps. Dans un premier temps, les transducteurs sont couplés entre eux pour déterminer la fenêtre de mesure. Les signaux sont schématisés dans le diagramme temps position de la Figure 4.16. On obtient la première réponse à $t_1 = 2.632 \mu s$. C'est la réponse de l'onde directe. À $t_3 \approx 2t_1 = 5.239 \mu s$, on reçoit l'onde qui est réfléchiée au plan de couplage entre les deux transducteurs. Entre t_1 et t_3 on remarque une réponse à $t_2 = 4.881 \mu s$, qui correspond à l'onde réfléchiée sur la face arrière du transducteur d'émission. La fenêtre de mesure pour la caractérisation de nos échantillons est donc l'intervalle de temps entre t_1 et t_2 augmenté du temps de transit dans l'échantillon testé.

Dans un deuxième temps, l'échantillon est couplé aux transducteurs. La Figure 4.17 montre les deux cas de résultats attendus selon qu'il y ait réflexion ou non au niveau du couplage moléculaire de l'échantillon. Les réponses reçues dans la fenêtre de mesure correspondent à des réflexions sur les interfaces semi-conducteur/transducteur et transducteur/sémi-conducteur. L'onde représentée en rouge correspond à l'onde réfléchiée sur la jonction, si elle existe. S'il n'y a pas de réflexion alors le temps entre deux réponses successives correspond au double

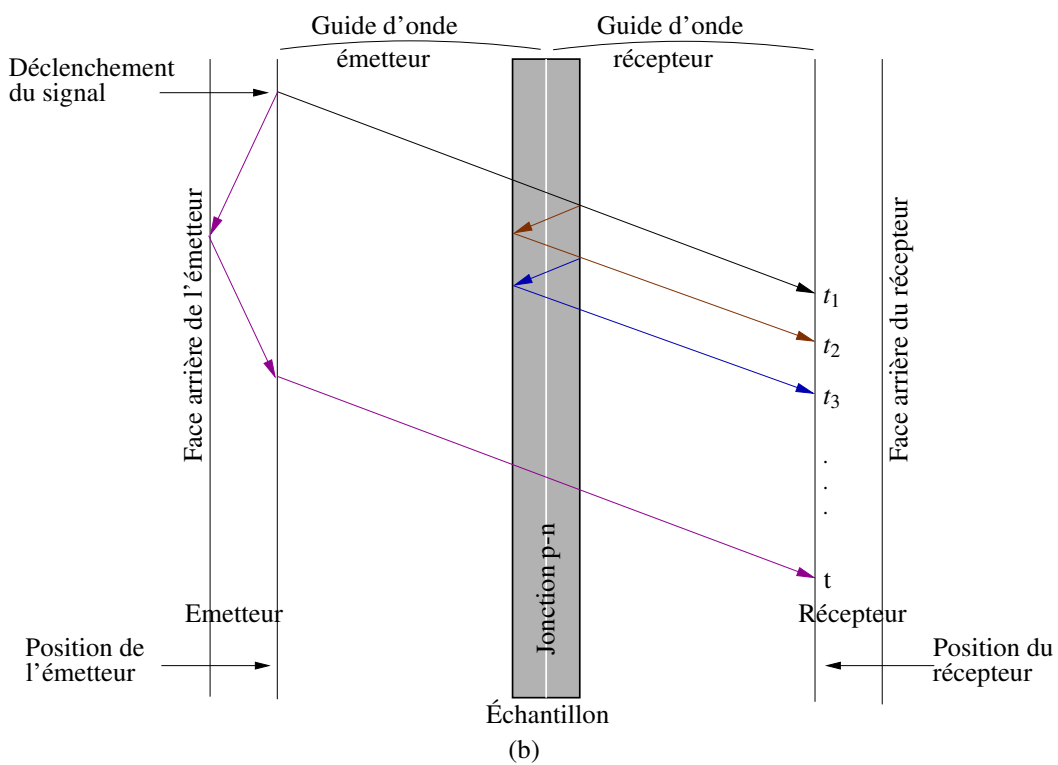
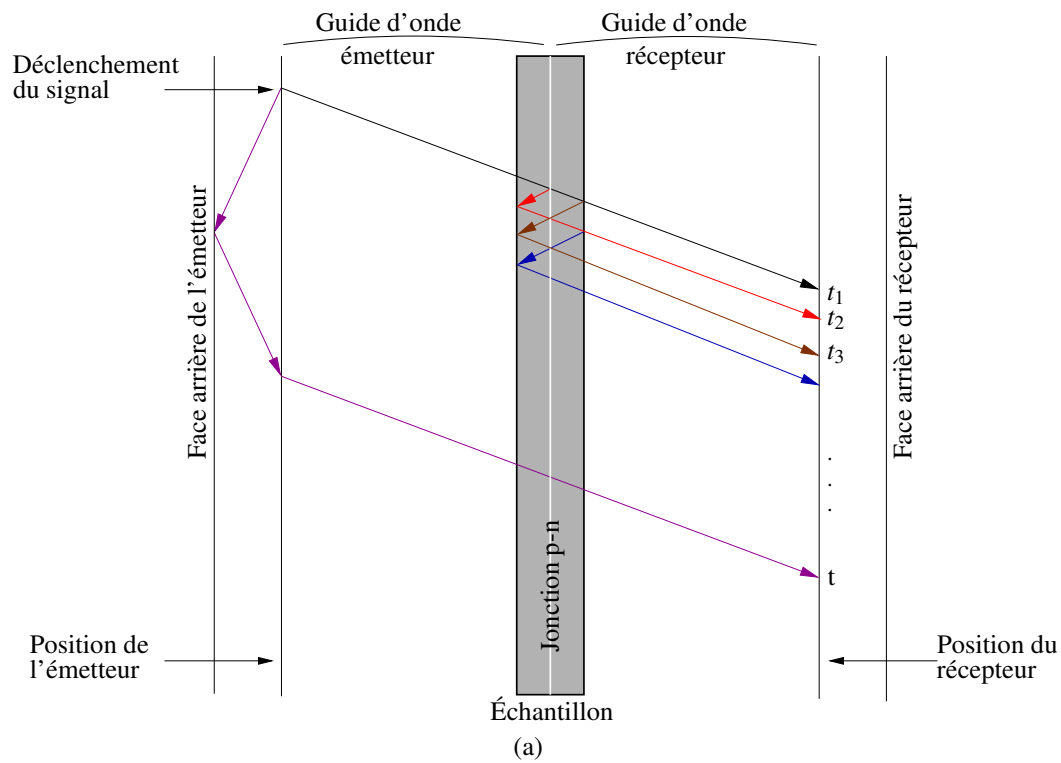


FIGURE 4.17 – Parcours des ultrasons (a) dans le cas où il y a réflexion à la jonction et (b) dans le cas où il n'y a pas réflexion à la jonction.

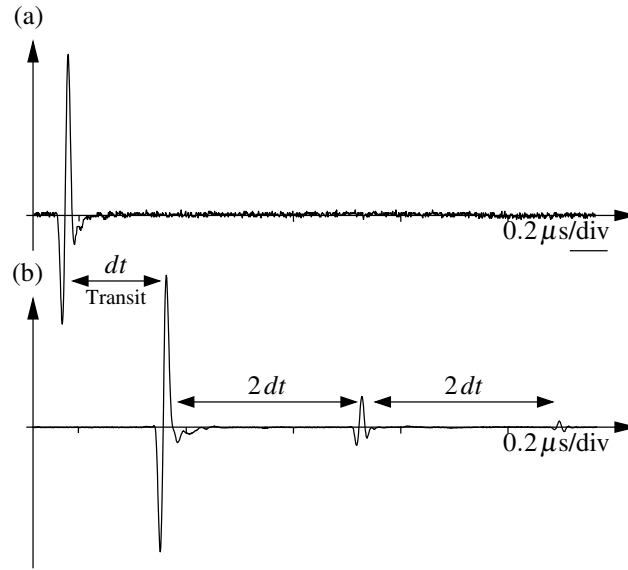


FIGURE 4.18 – Résultats de la qualification élastique de la jonction p-n. (a) Mesure en l'absence d'échantillon. (b) Mesure avec un échantillon.

du temps de transit dans l'échantillon. S'il y a réflexion sur la jonction, le temps entre deux réponses successives correspond au temps de transit dans l'échantillon.

L'intervalle de temps que met l'onde pour traverser l'échantillon est estimé en mesurant le délai entre l'onde directe sans échantillon, Figure 4.16, et l'onde directe avec l'échantillon, Figure 4.17. On trouve un délai $dt = 0.171 \mu s$ pour 1.4 mm d'épaisseur ce qui correspond à une vitesse du son :

$$v_s = \frac{d}{dt} = \frac{\text{épaisseur de la jonction}}{\text{temps séparant les deux premiers pics}} = 8187 \text{ m/s.} \quad (4.4)$$

La valeur théorique de la vitesse du son dans le silicium calculée selon l'axe 100 est le rapport entre le module de Young C_{33} et la masse volumique du silicium m_v :

$$v_s = \sqrt{\frac{C_{33}}{m_v}} = 8410 \text{ m/s.} \quad (4.5)$$

La différence trouvée peut s'expliquer par la présence d'une couche de gel couplant supplémentaire lorsqu'il y a l'échantillon. Cette différence correspond à environ $3.35 \mu m$ de gel, ce qui permet d'affirmer que la différence entre la valeur expérimentale de la vitesse du son (4.4)

et sa valeur théorique (4.5) n'est pas significative.

Le résultat de la qualification élastique de la jonction p-n réalisée à 900°C est donné sur la Figure 4.18 (b). Le délai entre deux réponses successives est $2dt = 0.366\mu s$ soit deux fois le temps mis par l'onde pour traverser l'échantillon ce qui signifie que la réflexion se fait sur les faces extérieures de l'échantillon et pas au niveau de la jonction enfouie. Dans le cas contraire le délai entre deux ondes reçus pendant la qualification élastique de la jonction aurait été $dt = 0.183\mu s$.

Les mêmes résultats sont obtenus pour les jonctions p-n collées à 900°C ou à 1180°C. On peut donc conclure qu'il n'y a pas de réflexion au niveau de leur jonction enfouie et qu'elles ne présentent aucune discontinuité des propriétés élastiques.

4.2.3 Résultats de mesure avec la MOP

La Figure 4.19 (a) présente le résultat d'une mesure MOP appliquée à une jonction p-n ayant des électrodes en aluminium. En dessous on peut voir la même mesure faite avec une résistance supplémentaire de 150Ω à l'entrée de l'amplificateur afin d'identifier les conditions de mesures en comparant les deux graphes. On remarque bien sur la Figure 4.19 (b) que l'introduction de la résistance réduit l'amplitude du signal tout en gardant la même allure, ce qui signifie que la mesure est faite en condition de circuit ouvert et que le signal mesuré correspond donc à un champ électrique. Le signal de la Figure 4.19 (a) est donc directement comparable aux résultats théoriques développés dans le chapitre précédent. On constate que la simulation de la Figure 3.21 sur une jonction enfouie est très similaire à la mesure réelle. Le signe des pics est opposé car l'amplificateur de signal est inverseur. Cela valide l'analyse théorique et le calcul du champ ξ par l'assemblage des simulations dans chaque matériau composant la structure étudiée.

Dans cette figure on peut distinguer trois pics. Le premier pic correspond au signal produit quand la pression entre dans l'échantillon. Le second pic vient à 85 ns après le premier et cor-

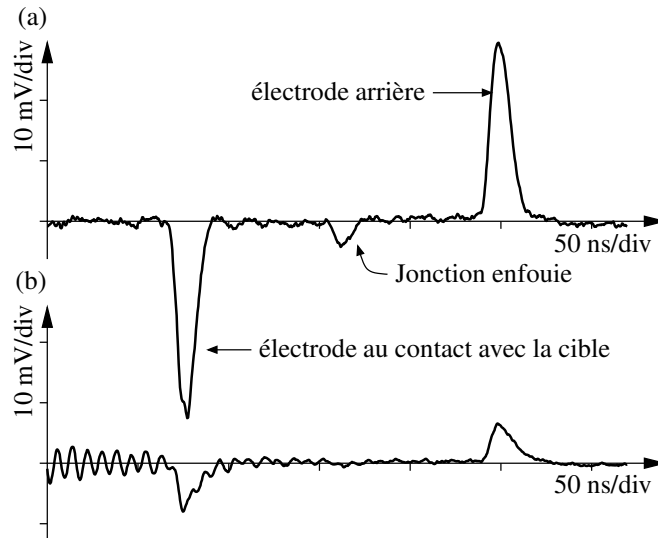


FIGURE 4.19 – (a) Résultat de la MOP pour une jonction p-n réalisée à 900°C (b). Mesure avec une résistance en série pour déterminer les conditions de mesures.

respond au signal produit quand la pression est à la jonction p-n. Enfin le troisième pic vient à 170ns après le premier et correspond au signal produit quand la pression sort de l'échantillon. Nous pouvons vérifier que le temps qui sépare ces pics correspond bien à la vitesse du son dans le silicium :

$$v_s = \frac{d}{t} = \frac{\text{épaisseur de la jonction}}{\text{temps entre l'entrée et la sortie}} = 8235.3\text{m/s} \quad (4.6)$$

ce qui correspond à la valeur théorique aux erreurs de mesure près.

4.2.4 Interprétation des résultats

D'après l'interprétation des résultats présentés dans la section 4.2.1, on peut dire que les deux pics recueillis au niveau des électrodes sont dus à l'effet d'écrantage incomplet et au champ électrique d'interface. Le deuxième pic provient de la zone de déplétion. Lors du passage de la pression dans cette zone, on ne peut pas parler d'effet d'écrantage du champ électrique puisque la zone de déplétion ne contient pas de porteurs libres. En conséquence le champ électrique induit par la compression des charges piégées va modifier le champ électrique qui existe déjà dans la zone de déplétion à l'équilibre [22], ce phénomène est schématisée sur la Figure 4.20. La surface sous la courbe du champ électrique correspond à l'opposé du potentiel électrique. À

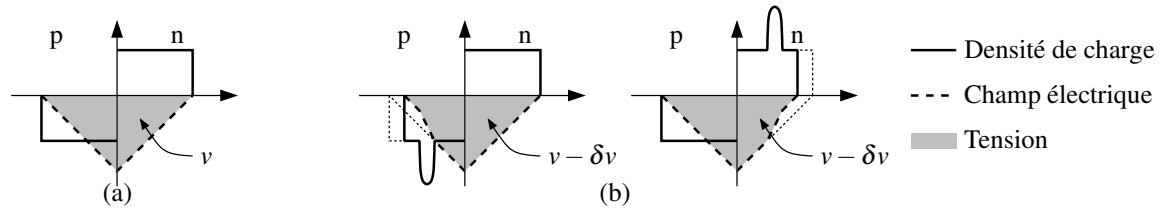


FIGURE 4.20 – Le champ électrique de la jonction, la charge d’espace et le potentiel de contact v représenté par la surface sous la courbe du champ électrique.

l’entrée de la pression dans la zone de déplétion la modification du champ électrique se traduit par une réduction en amplitude du potentiel électrique. Le même processus s’opère lorsque la pression est dans la seconde partie de l’échantillon. Cela explique l’aspect mono-polaire de l’impulsion mesurée au niveau de la jonction : c’est l’image du champ électrique à la jonction convoluée avec le profil de l’onde de pression. Il faut signaler que cette contribution existe aussi au niveau des électrodes car suivant la nature de l’électrode déposée, un potentiel de contact existe.

4.2.5 Variation du métal des électrodes

Afin de vérifier que le pic dû à la jonction enfouie n’est pas influencée par la nature du métal sur les électrodes, des mesures MOP ont été effectuées sur des jonctions p-n en silicium identiques à celles de la mesure de la section 4.2.3 avec des électrodes en platine. Deux mesures ont été faites pour deux parcours opposés de la pression dans la jonction. Le platine a été choisi en se basant sur son travail de sortie, entre 5.12 eV et 5.93 eV [48], qui est beaucoup plus grand que celui de l’aluminium, typiquement de 4.3 eV [48]. Les résultats de cette mesure sont présentés sur la Figure 4.21.

En comparant les résultats de l’échantillon avec des électrodes d’aluminium de la Figure 4.21 (a) et ceux de l’échantillon avec des électrodes de platine de la Figure 4.21 (b), on voit que les signaux reçus au niveau de la jonction gardent la même amplitude quel que soit le métal utilisé au niveau de l’électrode. Cela est conforme à l’hypothèse que ce signal représente le champ électrique dans la zone de déplétion et ne dépend pas du métal des électrodes déposées. Si

on inverse le sens de parcours de l'échantillon, le signal de la jonction s'inverse en gardant la même amplitude en valeur absolue, comme montré sur les Figures 4.21 (b) et 4.21 (c). Cela est dû à l'orientation du champ électrique de n à p. Le signal est donc positif quand le parcours de la pression dans l'échantillon est dans le même sens que le vecteur champ électrique et il est négatif quand le parcours est dans le sens opposé à celui du vecteur champ électrique.

L'amplitude des signaux reçus au niveau des électrodes varie avec le métal de l'électrode. Ces signaux représentent le champ électrique d'interface et l'effet d'écrantage dans le matériau semi-conducteur et donc dépendent directement du potentiel de contact V_d qui varie avec le métal d'électrode.

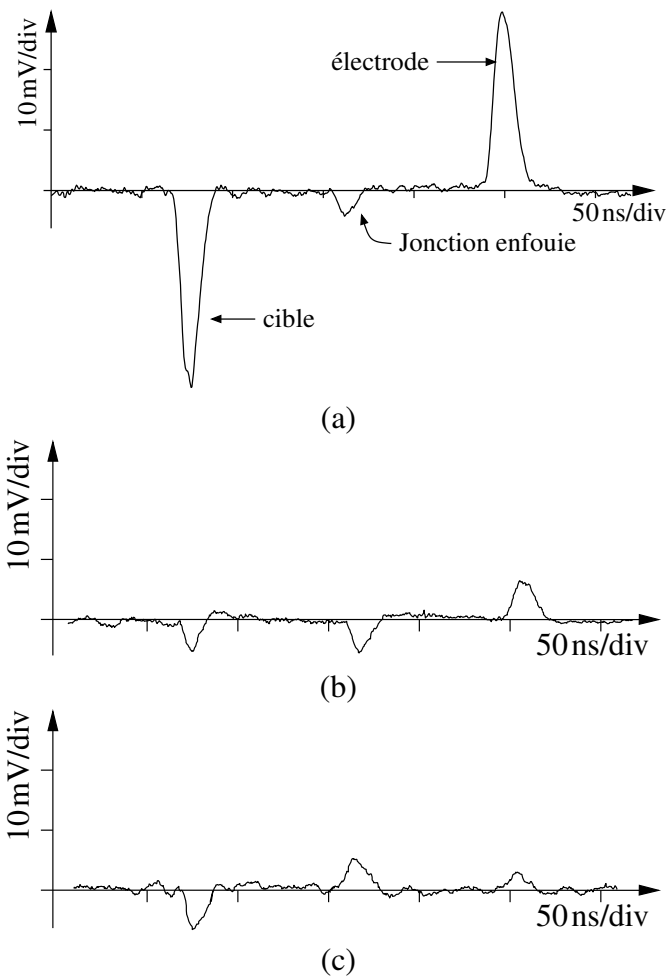


FIGURE 4.21 – Mesures MOP appliquées à une Jonction p-n avec des électrodes (a) en aluminium, (b) et (c) en platine. En (a) et (b) la pression parcourt l'échantillon de n vers p et en (c) de p vers n. (résultats à la sortie d'un amplificateur inverseur)

4.2.6 Effet du dopage et de la température du collage moléculaire

Plusieurs paramètres interviennent dans la fabrication des jonctions p-n comme la température de collage et le dopage des deux tranches semi-conductrices qui forment cette jonction. On a vu dans la section 4.2.2.4 que la température de collage n'induisait pas de modification notable de la continuité des propriétés élastiques. Pour estimer l'influence de cette température et de la concentration du dopant sur les propriétés électriques, des mesures MOP ont été effectuées avec des échantillons p-n et p+-n réalisées à deux températures distinctes, 900°C et 1180°C . La Figure 4.22 illustre le résultat des différentes mesures réalisées. En comparant ces résultats on remarque que les délais entre les trois pics sont toujours les mêmes, ainsi que le pic obtenu au niveau de la jonction enfouie, ce dernier reste invariable quelle que soit la température du collage, son amplitude reste la même partout et son sens varie avec le sens de parcours de la pression dans la jonction. En outre, les pics obtenus au niveau des électrodes ne varient pas avec la température de collage, les résultats des jonction p-n collées à 900°C et 1180°C illustrés à la Figure 4.22 (a) et la Figure 4.22 (b) respectivement montrent que le changement de la température de collage ne modifie ni l'allure ni l'amplitude des pics obtenus au niveau des électrodes. Cela est confirmé par les résultats des jonction p+-n collées à 900°C et 1180°C illustrés à la Figure 4.22 (c) et la Figure 4.22 (d) respectivement.

On peut en déduire que la variation de la température du collage moléculaire à 900°C et à 1180°C n'a induit aucune modification notable sur les résultats de la mesure MOP, tandis que la variation de la concentration du dopant agit sur l'amplitude du signal obtenu. L'effet d'écrantage dans les matériaux semi-conducteurs dépend en effet directement de la concentration du dopant.

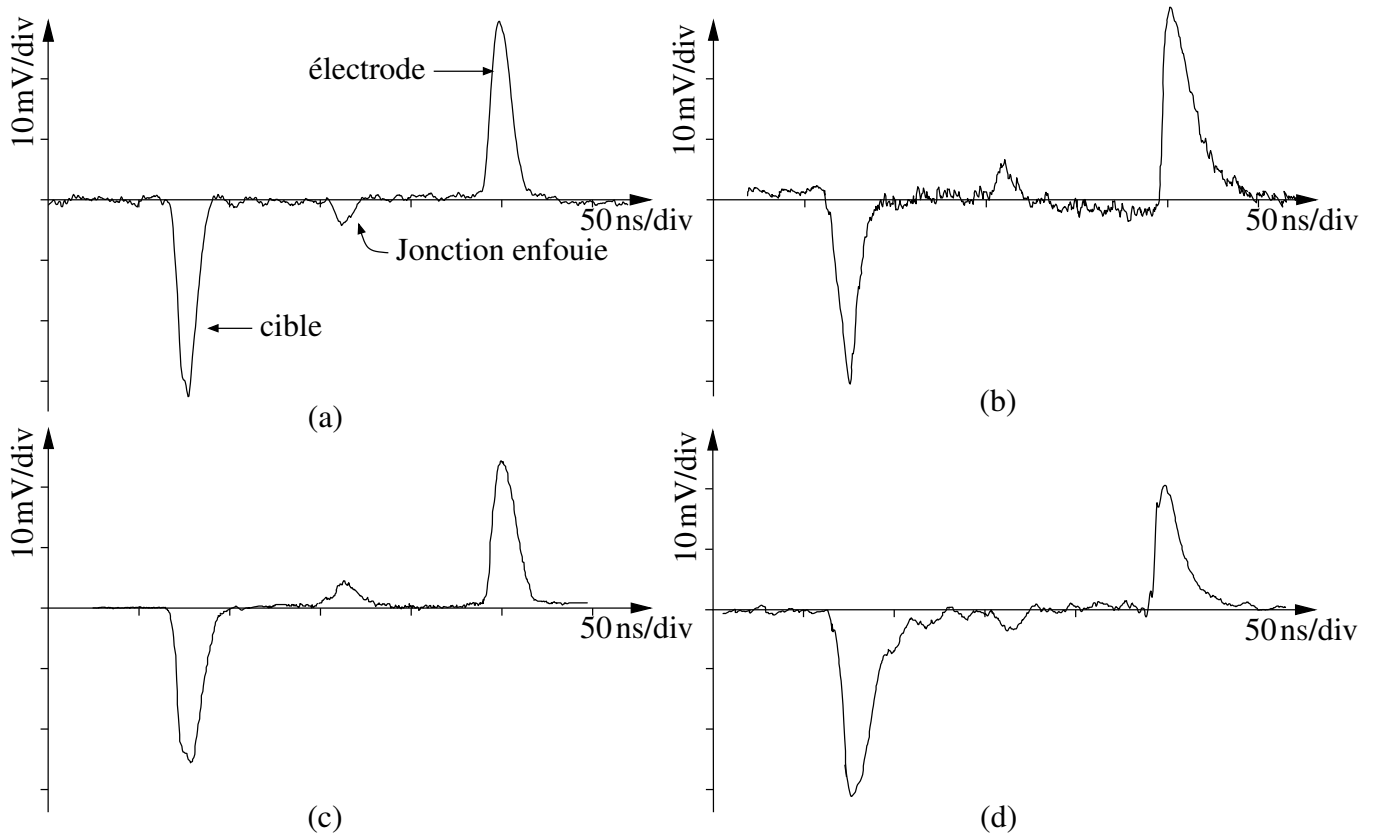


FIGURE 4.22 – Résultats de la MOP pour une jonction p-n collée (a) à 900°C et (b) à 1180°C et une jonction p+-n collée (c) à 900°C et (d) à 1180°C.

4.2.7 Résultats de la méthode C-V

La mesure C-V a été appliquée aux mêmes jonctions p-n en variant la tension de polarisation dans un intervalle de $-5V$ à $+5V$. Le résultat de la mesure C-V (Figure 4.23) donne la capacité de l'échantillon en fonction de la tension de polarisation V . Puisque des électrodes d'aluminium sont déposées sur les deux faces des échantillons, l'interprétation des résultats doit se faire en considérant les échantillons comme deux jonctions schottky Al/Si tête bêche en série ou non avec la jonction p-n enfouie. Les courbes pour les trois échantillons sont presque identiques, on ne remarque pas de différence entre les résultats de la jonction p-n et ceux des échantillons de silicium dopé p ou n. Il est probable que la jonction ayant la plus faible capacité l'emporte sur les autres. Ainsi il est difficile de distinguer ces 3 échantillons par une mesure C-V.

La Figure 4.24 donne la concentration des impuretés $N(W)$ en fonction de la longueur de la zone

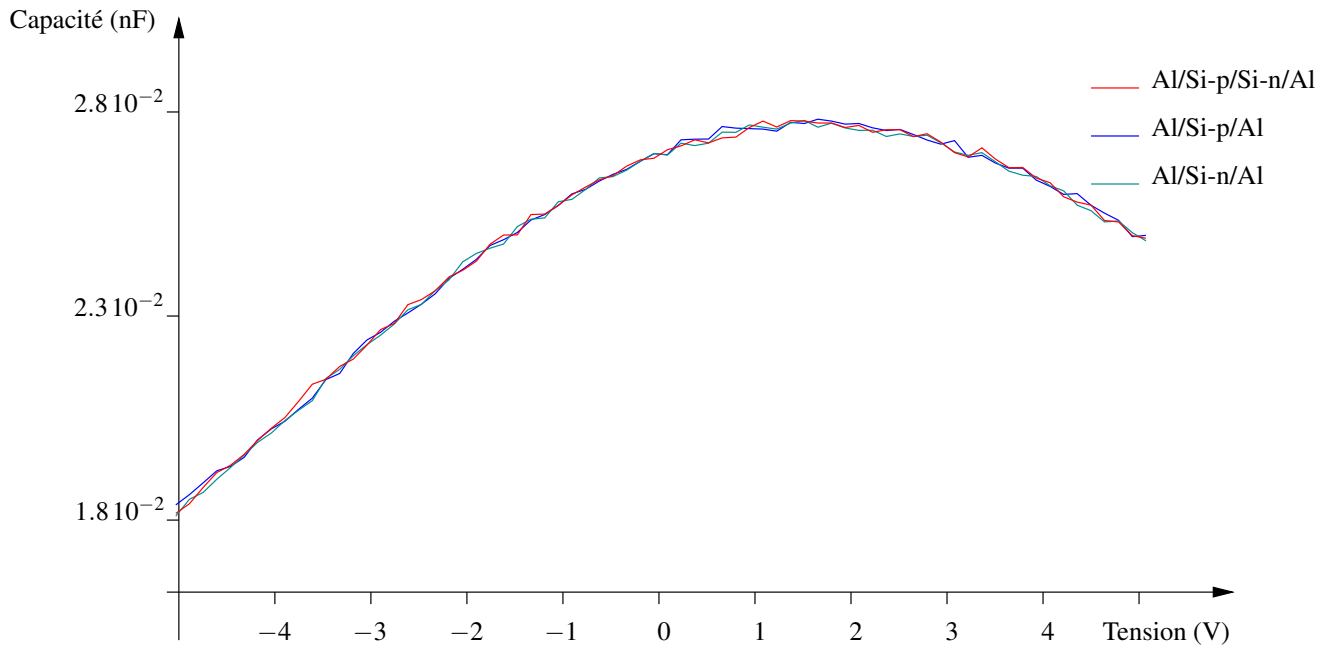


FIGURE 4.23 – Résultats de la mesure C-V pour deux échantillons d'une structure (a) Al/Si-p/Al, (b) Al/Si-n/Al, et (c) Al/Si-p/Si-n/Al.

de déplétion W conformément au modèle de l'équation (2.11). Les graphes sont très bruités mais on voit qu'il y a des charges positives et négatives de part et d'autre de la jonction dont la concentration diminue ailleurs. Dans le graphe de la structure à jonction p-n on voit une sorte de symétrie dans la distribution de charges positives et négatives qui n'existe pas dans le cas des autres structures. Les amplitudes maximales des signaux qui correspondent à la densité de charges sont de l'ordre de 10^{10} m^{-3} , loin de la densité de charges des matériaux testés. Ces résultats ne sont donc pas très fiables. On peut en conclure que la méthode C-V n'est pas bien adaptée aux structures testées.

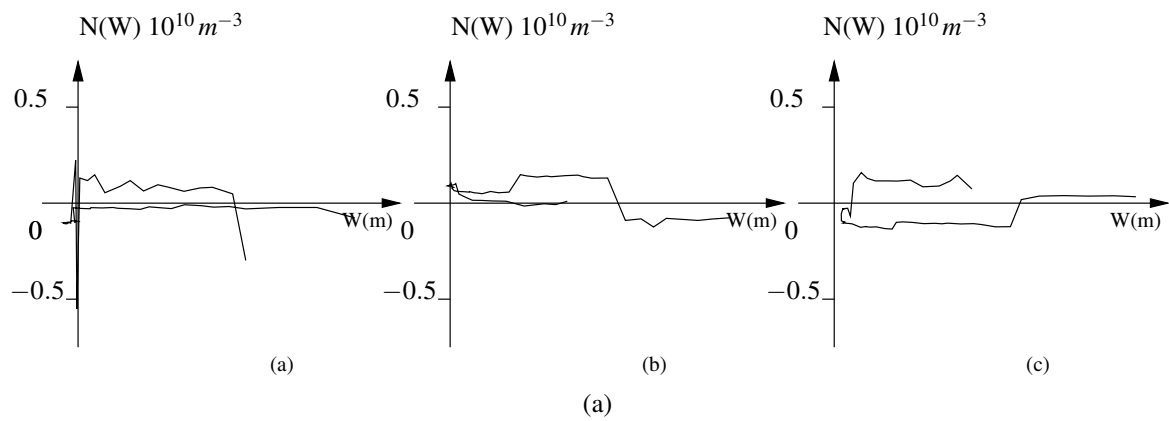


FIGURE 4.24 – La concentration d'impuretés en fonction de la longueur de la zone de déplétion d'une structure (a) Al/Si-p/Al, (b) Al/Si-n/Al, et (c) Al/Si-p/Si-n/Al.

Conclusion et perspectives

Le travail présenté dans cette thèse a pour but principal de mesurer la distribution de charges et de champ électrique dans les matériaux semi-conducteurs et les métaux avec une méthode élasto-électrique.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à introduire les notions de physique des matériaux utilisés a posteriori. Après avoir introduit la théorie des bandes qui montre comment se classifient les matériaux en isolants, conducteurs et semi-conducteurs, les propriétés électriques de ces matériaux à l'équilibre électrostatique sont présentées ainsi que l'effet d'écrantage qui se produit lors de l'introduction d'une impureté. La longueur d'écrantage montre que le champ produit par l'impureté s'annule sur une longueur inversement proportionnelle à la racine carrée de la densité des charges mobiles. Le contact entre les matériaux en fonction de leur conductivité et leur travail de sortie est ensuite décrit.

Le second chapitre est dédié aux différentes méthodes de mesure non destructive de charges, à leur avantages et inconvénients. Les méthodes de mesure indirecte de charges sont d'abord introduites en détaillant la méthode C-V, son principe, son mode opératoire et son instrumentation. Les méthodes indirectes sont souvent utilisées pour la caractérisation des matériaux semi-conducteurs bien qu'elles nécessitent des connaissances préalables des matériaux utilisés et un traitement du signal. Puis les méthodes de mesure directe de charges, thermiques et élastiques sont décrites. La méthode de l'onde de pression (MOP), qui est la méthode principale utilisée

dans ce travail a été particulièrement détaillée. Cette méthode se base sur un couplage élasto-électrique et elle consiste à propager une impulsion de pression dans l'échantillon étudié. Cette impulsion déplace les charges en se propageant ce qui génère un signal. Ce signal est une image de la densité de charges dans l'échantillon. Les méthodes directes sont en général utilisées pour la caractérisation des isolants, mais dans cette étude on montre qu'elles peuvent s'appliquer aux matériaux semi-conducteurs et aux métaux.

Le troisième chapitre donne une analyse théorique et numérique du signal de la MOP. Après avoir présenté l'interaction élasto-électrique provoquée par la propagation de l'onde de pression, la réponse électrique dans les différents matériaux isolants conducteurs et semi-conducteurs est développée. Le signal de la MOP est calculé analytiquement en géométrie unidimensionnelle pour les différents matériaux en bande plate et avec potentiel de contact et pour une jonction p-n. Les champs et les potentiels figurants dans l'expression du signal ont été simulés numériquement afin de pouvoir estimer et comprendre des résultats expérimentaux. Le champ de sensibilité $\vec{\xi}$ est introduit dans ce chapitre. Il correspond au champ électrique qu'il y aurait dans la structure de l'échantillon s'il était vide de charges et de dipôles, si l'électrode positive portait une charge de $+1\text{ C}$ et l'électrode négative une charge de -1 C .

Le quatrième chapitre est voué à la validation expérimentale. La résolution spatiale actuelle de la MOP ne suffit pas pour distinguer la distribution de charges et de champ électrique dans les matériaux semi-conducteurs et les métaux puisque leur longueur d'écrantage est très petite. Quand l'impulsion arrive à l'interface électrode/échantillon deux signaux opposés issus des charges positives et négatives de part et d'autre de l'interface sont générés et s'annulent entre eux. Cependant les résultats expérimentaux montrent un signal clair au niveau des électrodes de mesure. Ceci peut être dû à une dissymétrie entre les signaux générés par les charges positives et négatives qui fait que leur somme devient mesurable. La dissymétrie est due soit à une réflexion partielle de l'impulsion de pression à l'interface, soit à une grande différence dans les

longueurs d'écrantage des matériaux couplés. Le signal peut être dû aussi à une grande capacité d'interface qui change les conditions de mesure de court-circuit en circuit ouvert. Le signal mesuré devient ainsi l'image du champ électrique d'interface et non des charges. C'est l'effet qui semble prépondérant. En outre, dans le cas des matériaux semi-conducteurs, on doit ajouter une deuxième contribution correspondant à l'effet d'écrantage incomplet au voisinage de l'interface, sur une distance qui dépend de la longueur d'écrantage du matériau. Plusieurs mesures en variant le métal des électrodes montrent que le signal au niveau des électrodes dépend fortement de la différence des travaux de sortie des matériaux couplés ce qui est une indication supplémentaire que ce signal est l'image de la distribution du champ électrique aux interfaces. Les mesures appliquées à des jonctions p-n donnent un signal qui correspond au champ électrique dans la zone de déplétion.

L'annexe regroupe les notations mathématiques utilisées et le détail du code pour la simulation de la distribution des charges, du champ électrique et du champ de sensibilité à l'équilibre électrostatique dans une jonction p-n.

Les résultats expérimentaux accompagnés de l'analyse théorique et les simulations numériques montrent qu'avec la résolution spatiale actuelle de la MOP la distribution de charges et de champ électrique au niveau de l'interface d'un matériau semi-conducteur ou d'un métal peuvent être détectés. Ceci ouvre la porte à de nouvelles utilisations de la MOP pour la caractérisation de nouveaux matériaux dont le comportement électrique est mal connu et qui peuvent révolutionner l'industrie électronique et l'industrie des câbles de transport électrique. Il reste cependant encore de nouveaux défis à relever pour améliorer la résolution spatiale de la MOP afin de pouvoir mesurer des échantillons de plus petites dimensions tels que ceux utilisés dans l'industrie de microélectronique.

Bibliographie

- [1] L. Pearce Williams. Experimental Researches in Electricity. vols. 1 to 3. Michael Faraday. Dover, New York, 1965. vols. 1,2 and 3. *Science*, 150(3696) :598–599, 1965.
- [2] R. Williams. Becquerel photovoltaic effect in binary compounds. *The Journal of Chemical Physics*, 32(5) :1505–1514, 1960.
- [3] A. H. Wilson. The theory of electronic semi-conductors. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 133(822) :458–491, 1931.
- [4] J. Bardeen and W. H. Brattain. The transistor, a semi-conductor triode. *Physical Review Letters*, 74(2) :230–231, 1948.
- [5] D. Evans. The Internet of Things, how the Next Evolution of the Internet is Changing Everything. Technical report, Cisco Internet Business Solutions Group (IBSG), 2011.
- [6] S. K. Ghandhi. *VLSI fabrication principles : silicon and gallium arsenide*. John Wiley and Sons, New York [etc.], 1994.
- [7] P. Laurenceau, J. Ball, and G. Dreyfus. Une méthode nouvelle de détermination de la distribution spatiale des potentiels dans les diélectriques. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II.*, (283, 135), 1976.
- [8] P. Laurenceau, G. Dreyfus, and J. Lewiner. New principle for the determination of potential distributions in dielectrics. *Physical Review Letters*, 38(1) :46–49, 1977.
- [9] J. W. Gibbs and H. A. Bumstead. *Scientific papers of j. willard gibbs : thermodynamics*. Longmans, Green and Company, 1906.

- [10] R. Stern and J. Perry. Low-energy electron-diffraction dispersion surfaces and band structure in three-dimensional mixed laue and bragg reflections. *Reviews of Modern Physics*, 41(2) :275–295, 1969.
- [11] W. A. Harrison. *Electronic structure and the properties of solids : the physics of the chemical bond*. Dover Publications, 1989.
- [12] C. Kittel. *Elementary solid state physics : a short course*. Wiley, 1962.
- [13] E. Durand. *Electrostatique : 3.tom*. Masson, 1964.
- [14] W. Mönch. *Semiconductor Surfaces and Interfaces*. Springer Science and Business Media, 2001.
- [15] E. Defaÿ. *Diélectriques ferroélectriques intégrés sur silicium*. Lavoisier, 2011.
- [16] C. Bonnelle, G. Blaiz, C. Le Gressus, and D. Treheux. *Les isolants : Physique de la localisation des porteurs de charge, Applications aux phénomènes d'endommagement*. Lavoisier, 2010.
- [17] M. Kohno, T. Kitajima, H. Okada, Sadao Hirae, and Takamasa Sakai. Noncontact Measurement of Sodium Ions in Silicon Oxide. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41(4R) :2266, 2002.
- [18] J. C. Miron. Capacitance-voltage profiling techniques for characterization of semiconductor materials and devices. *ArXiv*, 2010.
- [19] S.M. Sze. *Semiconductor devices : physics and technology*. John Wiley and Sons, USA, 2001. ISBN : 0471333727.
- [20] E.H. Nicollian and J.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) physics and technology*. John Wiley and Sons, USA, 1982. ISBN : 0471085006.
- [21] S. Hole, T. Ditchi, and J. Lewiner. Can non-destructive space charge measurement techniques have fallout in other fields ? In *11th International Symposium on Electrets*, pages 32–35, Melbourne, Australia, 2002. IEEE Pub. CH37383.

- [22] C. Ravat, E. Absil, S. Holé, and J. Lewiner. Acoustoelectric coupling for direct electrical characterization of semiconductor devices. *Journal of Applied Physics*, 99(6) :063712–063712–5, 2006.
- [23] L. Boyer, O. Fruchier, P. Notingher, S. Agnel, A. Toureille, B. Rousset, and J.L. Sanchez. Analysis of Data Obtained Using the Thermal-Step Method on a MOS Structure-An Electrostatic Approach. *IEEE Transactions on Industrial Application*, 46 :1144–1150, 2010.
- [24] R. L. Peterson, G. W. Day, P. M. Gruzensky, and R. J. Phelan Jr. Analysis of response of pyroelectric optical detectors. *Journal of Applied Physics*, 45(8) :3296–3303, 1974.
- [25] R. E. Collins. Analysis of spatial distribution of charges and dipoles in electrets by a transient heating technique. *Journal of Applied Physics*, 47(11) :4804–4808, 1976.
- [26] P. Notingher, S. Agnel, and A. Toureille. Thermal step method for space charge measurements under applied dc field. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 8(6) :985–994, 2001.
- [27] A. Toureille. *Mesures électriques des matériaux diélectriques solides*. Ed. Techniques Ingénieur, 2009.
- [28] S. Sakai, M. Ishida, M. Date, and T. Furukawa. Changes in photo-induced pyroelectric transients during polarization reversal in VDF-TrFE copolymers. In *7th International Symposium on Electrets*, pages 472–476, 1991.
- [29] B. Sidney and D. K. Das-Gupta S. Lang. Laser-intensity-modulation method : A technique for determination of spatial distributions of polarization and space charge in polymer electrets. *Journal of Applied Physics*, 59(6) :2151, 1986.
- [30] J. M. Reboul and A. Cherifi. A new method for space charge measurements in dielectric films for power capacitors. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, (5) :753 – 759, 2001.
- [31] T. Maeno, H. Kushibe, T. Takada, and C. M. Cooke. *Pulsed Electro-acoustic Method for the Measurement of Volume Charges in E-Beam Irradiated PMMA*, pages 389–397. IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1985.

- [32] T. Maeno, T. Futami, H. Kushibe, T. Takada, and C.M. Cooke. Measurement of spatial charge distribution in thick dielectrics using the pulsed electroacoustic method. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 23(3) :433–439, 1988.
- [33] S. Hole, T. Ditchi, and J. Lewiner. Non-destructive methods for space charge distribution measurements : what are the differences ? *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 10 :670–677, 2003.
- [34] G. M. Sessler and D. K. DasGupta. Piezo and Pyroelectricity in Electrets - Caused by Charges, Dipoles, or Both ? *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 27 :872–897, 1992.
- [35] S. Holé, A. Sylvestre, and S. Rowe. The influence of filler particles on space charge measurements. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(13) :1869, 2004.
- [36] C. Alquié, G. Dreyfus, and J. Lewiner. Stress wave probing of electric field distributions in dielectrics. *Physical Review Letters*, 47 :1483–1487, 1981.
- [37] G. M. Sessler, J. E. West, and R. Gerhard. Measurement of charge distribution in polymer electrets by a new pressure-pulse method. *Polymer Bulletin*, 6(1-2) :109–111, 1981.
- [38] S. Holé and J. Lewiner. Direct measurement of trapped and free charge distributions in semiconductors. *Applied Physics Letters*, 84(8) :1308–1310, 2004.
- [39] N. Farhat, S. Holé, T. Ditchi, J. Lewiner, T.W. Button, and B. Su. Spatial distribution of polarization and space charge in barium strontium titanate ceramics. *Journal of Applied Physics*, 100(5) :054102–054102–5, 2006.
- [40] S. Van Sterkenburg. The electrostriction of silicon and diamond. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 25(6) :996–1003, 1992.
- [41] Jacques Lewiner, S. Hole, and Thierry Ditchi. Pressure wave propagation methods : a rich history and a bright future. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 12(1) :114–126, 2005.

- [42] C. Boué, C. Alquié, and D. Fournier. High spatial resolution of permanent polarization distributions in ferroelectric samples using a combination of PWP and LIMM measurements. *Ferroelectrics*, 193(1) :175–188, 1997.
- [43] H. B. Michaelson. The work function of the elements and its periodicity. *Journal of Applied Physics*, 48(11) :4729–4733, 1977.
- [44] K. J. Do. Toner and developing device using the same, 2008.
- [45] F. Fournel, H. Moriceau, B. Aspar, K. Rousseau, J. Eymery, J.L.Rouviere, and N. Magnea. Accurate control of the misorientation angles in direct wafer bonding. *Applied Physics Letters*, 80 :793–795, 2002.
- [46] H. Moriceau. Le collage moléculaire, une technique attractive. *Clefs CEA*, (52), 2005.
- [47] C. Ventosa, F. Rieutord, L. Libralesso, C. Morales, F. Fournel, and H. Moriceau. Hydrophilic low-temperature direct wafer bonding. *Journal of Applied Physics*, 104 :123524, 2008.
- [48] . A. Tipler and R. Llewellyn. *Modern Physics*. W. H. Freeman, 2007.

Chapitre 5

Annexes

5.1 Notations

5.1.1 Grandeurs

A	Surface excitée du matériau	m^2
a	Coefficient électrostrictif	$F\ m^{-1}$
C	Capacité	V
C_d	Capacité différentielle	F
C_{33}	Module de Young	Pa
\vec{D}	Déplacement électrique	$C\ m^{-2}$
d	Épaisseur de l'échantillon	m
D_n	Constante de diffusion des électrons	$m^2\ s^{-1}$
D_p	Constante de diffusion des trous	$m^2\ s^{-1}$
\vec{E}	Champ électrique	$V\ m^{-1}$
ΔE	Variation du champ électrique	$V\ m^{-1}$
E_G	Gap	J ou eV
e	Charge d'un électron	C

$e\chi_{sc}$	Affinité électronique	J ou eV
f	Fréquence	Hz
\hbar	Constante de Planck réduite	eV s
I	Courant / intensité	A
δi	Petit Courant / petite intensité	A
J	Densité de courant	$A\ m^{-2}$
\vec{J}_c	Densité de courant de conduction	$A\ m^{-2}$
\vec{J}_{cn}	Densité de courant de conduction des électrons	$A\ m^{-2}$
\vec{J}_{cp}	Densité de courant de conduction des trous	$A\ m^{-2}$
\vec{J}_d	Densité de courant de diffusion	$A\ m^{-2}$
\vec{J}_{dn}	Densité de courant de diffusion des électrons	$A\ m^{-2}$
\vec{J}_{dp}	Densité de courant de diffusion des trous	$A\ m^{-2}$
J_S	Densité de courant de saturation	$A\ m^{-2}$
L_p	Longueur de diffusion des trous dans la région n	m
L_n	Longueur de diffusion des électrons dans la région p	m
k_B	Constante de Boltzmann	$J\ K^{-1}$
m	Masse	kg
m	Masse volumique	$kg\ m^{-3}$
$N()$	Densité des impuretés	m^{-3}
δN	Variation de la densité des impuretés	m^{-3}
N_a	Densité des accepteurs	m^{-3}
N_{ap}	Densité des accepteurs dans un matériau semi-conducteur type p	m^{-3}
N_d	Densité des donneurs	m^{-3}
N_{dn}	Densité des donneurs dans un matériau semi-conducteur type n	m^{-3}
N_V	Niveau du vide	J ou eV
n	Densité des électrons de la bande de conduction	m^{-3}
n_{p0}	Densité des électrons dans un matériau type p à l'équilibre électrostatique	m^{-3}
n_i	Densité intrinsèque de porteurs	m^{-3}

n_0	Densité des électrons de la bande de conduction pour un potentiel nul	m^{-3}
p	Densité des trous de la bande de valence	m^{-3}
p_{n_0}	Densité des trous dans un matériau type n à l'équilibre électrostatique	m^{-3}
p_0	Densité des trous de la bande de valence pour un potentiel nul	m^{-3}
Q	Quantité totale de charges	C
Q_{\oplus}	Quantité totale de charges sur l'électrode \oplus	C
Q_{\ominus}	Quantité totale de charges sur l'électrode \ominus	C
q	Charge	C
Q_{Am}	Quantité totale de charges sur l'électrode de mesure dans l'état A	C
Q_{Bm}	Quantité totale de charges sur l'électrode de mesure dans l'état B	C
r	Distance	m
S	Déformation de matière	Sans dimension
S_{Diode}	Section de la diode	m^2
T	Température	K ou °C
ΔT	Variation de la température	K ou °C
$t, t_1, t_2...$	Temps	s
\vec{u}	Déplacement de la matière	m
u_M	Déplacement maximal de la matière	m
V	Potentiel électrique	V
V_{\oplus}	Potentiel électrique de l'électrode \oplus	V
δV_{\oplus}	Petite variation du potentiel électrique de l'électrode \oplus	V
V_{\ominus}	Potentiel électrique de l'électrode \ominus	V
δV_{\ominus}	Petite variation du potentiel électrique de l'électrode \ominus	V
V_A	Potentiel électrique dans l'état A	V
V_B	Potentiel électrique dans l'état B	V
V_c	Tension continue	V
V_d	Potentiel électrique de diffusion	V
$\Delta(V)$	Variation du potentiel électrique	V

δV	Petite variation du potentiel	V
V_p	Potentiel électrique à la frontière de la zone de déplétion du côté p d'une jonction p-n	V
V_n	Potentiel électrique aux points $x = -x_p$ et $x = x_n$	V
v	Vitesse	$m \ s^{-1}$
\vec{v}_{dn}	Vitesse de diffusion des électrons	$m \ s^{-1}$
\vec{v}_{dp}	Vitesse de diffusion des trous	$m \ s^{-1}$
v_e	Vitesse d'entraînement	$m \ s^{-1}$
v_m	Tension mesurée	V
v_n	Vitesse des électrons	$m \ s^{-1}$
v_p	Vitesse des trous	$m \ s^{-1}$
v_s	Vitesse du son	$m \ s^{-1}$
W	Largeur de la zone de charge d'espace ou de la zone de déplétion	m
\vec{x}	Vecteur position	m
x_p	Frontière de la zone de déplétion du côté p d'une jonction p-n	m
x_n	Frontière de la zone de déplétion du côté n d'une jonction p-n	m
\vec{x}_s	Position d'une charge	m
x_{sc}	Distance au bout de laquelle le potentiel s'annule dans le semi-conducteur	m
Y	Admittance différentielle	S
α_d	Coefficient de dilatation thermique	K^{-1} ou $^{\circ}C^{-1}$
α_{ϵ}	Coefficient de variation de la permittivité	$F \ m^{-1} \ K^{-1}$
ϵ	Permittivité	$F \ m^{-1}$
$\delta \epsilon$	Variation de la permittivité	$F \ m^{-1}$
ϵ_0	Permittivité du vide	$F \ m^{-1}$
ϵ_C	Énergie de la bande de conduction	J ou eV
ϵ_F	Énergie du niveau de Fermi	J ou eV
ϵ_V	Énergie de la bande de valence	J ou eV
ϵ_{Fsc}	Énergie du niveau de Fermi pour un semi-conducteur	J ou eV
ϵ_{Fsc}	Énergie du niveau de Fermi pour un métal	J ou eV

λ	Rayon ou largeur d'écrantage ou longueur de Debye	m
μ	Mobilité électrique	$m^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
$\bar{\mu}$	potentiel électrochimique	J mol^{-1}
μ_n	Mobilité électrique des électrons	$m^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
$\vec{\xi}$	Champ électrique de sensibilité	$\text{V m}^{-1} \text{ C}^{-1}$
$\Delta\xi$	Variation du champ électrique de sensibilité	$\text{V m}^{-1} \text{ C}^{-1}$
\mathcal{E}	Électrodes	Sans dimensions
μ_p	Mobilité électrique des trous	$m^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
$\vec{\pi}$	Densité de dipôles permanents	C m^{-2}
ρ	Densité de charges	C m^{-1}
ρ_A	Densité de charges dans l'état A	C m^{-1}
ρ_B	Densité de charges dans l'état B	C m^{-1}
$\delta\rho$	Variation de la densité de charges	C m^{-1}
ρ_π	Densité de charges équivalente dans un milieu polaire	C m^{-2}
σ	Conductivité électrique	S/m
τ	Constante de temps d'un circuit	s
τ_c	Temps séparant deux collisions d'électrons en moyenne	s
τ_n	Temps de recombinaison des électrons dans un matériau semi-conducteur type p	s
τ_p	Temps de recombinaison des trous dans un matériau semi-conducteur type n	s
v	Potentiel de sensibilité	V C^{-1}
ϕ_m	Travail de sortie du métal	eV
ϕ_{sc}	Travail de sortie du matériau semi-conducteur	eV
ϕ_{Si}	Travail de sortie du silicium	eV
ϕ_v	Travail de sortie du verre	eV
ψ	Potentiel d'activation thermique	V

5.1.2 Fonctions spéciales

div Divergence

$\vec{\text{grad}}$ Gradient

$H(x)$ Fonction de Heaviside

$\delta()$ Fonction de Dirac

\int Intégration sur tout l'espace

\oint Intégration sur une surface fermée de l'espace

5.2 Codes de simulation

5.2.1 Distribution de charges et de champ électrique

La fonction MatLab suivante simule les effets d'interfaces

```
function [x1,x2,V1,V2,E1,E2,n1,n2,p1,p2]=Interface(x1,n01,p01,er1,W1,x2,n02,p02,er2,W2)
% [V1,V2,E1,E2,n1,n2,p1,p2]=Interface(x1,n01,p01,er1,W1,x2,n02,p02,er2,W2)
% Calcul du potentiel, du champ électrique et des charges à l'interface entre
% deux matériaux conducteurs ou semi-conducteurs
%
% x1 = positions dans le matériau 1
% n01 = densité de charges mobiles négatives pour V=Vb1 dans le matériau 1
% p01 = densité de charges mobiles positives pour V=Vb1 dans le matériau 1
% er1 = permittivité relative du matériau 1
% W1 = travail de sortie du matériau 1
% x2 = positions dans le matériau 2
% n02 = densité de charges mobiles négatives pour V=Vb2 dans le matériau 2
% p02 = densité de charges mobiles positives pour V=Vb2 dans le matériau 2
% er2 = permittivité relative du matériau 2
% W2 = travail de sortie du matériau 2
%
% V1 = potentiel dans le matériau 1
% V2 = potentiel dans le matériau 2
% E1 = champ électrique dans le matériau 1
% E2 = champ électrique dans le matériau 2
% n1 = densité de charges mobiles négatives dans le matériau 1
% n2 = densité de charges mobiles négatives dans le matériau 2
% p1 = densité de charges mobiles positives dans le matériau 1
% p2 = densité de charges mobiles positives dans le matériau 2
%
% On doit avoir le premier point du vecteur x1 suffisamment loin de l'interface
% pour garantir le potentiel Vb1. De même, on doit avoir le dernier point du
% vecteur x2 suffisamment loin de l'interface pour garantir le potentiel Vb2. Les
% densités de charges piégées N dans chaque matériau sont déterminées par la
% condition de neutralité : N+p-n=0
% constantes utilisées
eV = 1.6e-19; % charge de l'électron
Psi = 26e-3; % potentiel d'activation thermique à 300K
e0 = 8.8e-12; % permittivité du vide
% valeurs par défaut
if (nargin == 0)

    % matériau 1 = semi-conducteur de type p
    n01 = 1e10;
    p01 = 1e23;
    er1 = 11;
    W1 = 0.5;
    % matériau 2 = semi-conducteur de type n
    n02 = 1e22;
    p02 = 1e11;
    er2 = 11;
    W2 = -0.1;
    % calcul sur 3 fois la longueur de déplétion au cas où
    xd1 = sqrt(abs(2*er1*e0*(W1-W2)/(n01-p01)/eV));
    xd2 = sqrt(abs(2*er2*e0*(W1-W2)/(n02-p02)/eV));
    % maillage sur 1000 pts de chaque côté
    x1 = linspace(-3*xd1,0,1000);
    x2 = linspace(0,+3*xd2,1000);
```



```

end;
% transformation des positions pour commencer par l'interface
x1 = -x1(end:-1:1);
% barycentres des points du maillage
xb1 = (x1(1:end-1)+x1(2:end))/2;
xb2 = (x2(1:end-1)+x2(2:end))/2;
% taille des mailles
dx1 = diff(x1);
dx2 = diff(x2);
% boucle de recherche du potentiel d'interface
V0a = W1;
V0b = W2;
for a = 1:10,

    % potentiel de test
    V0 = (V0a+V0b)/2;
    printf('iteration %d avec V0=%g\n',a,V0);pause;
    % calcul de la situation à gauche
    [V1,E1,n1,p1] = CalculEquilibre(x1,n01,p01,er1,W1-V0);
    % calcul de la situation à droite
    [V2,E2,n2,p2] = CalculEquilibre(x2,n02,p02,er2,W2-V0);
    % détermination de la quantité de charges de chaque coté
    Q1 = eV*(p1-p01-n1+n01)*dx1';
    Q2 = eV*(p2-p02-n2+n02)*dx2';
    printf('=> Q1=%g, Q2=%g\n',Q1,Q2);
    % mise à jour des bornes du potentiel de test
    if (abs(Q1) < abs(Q2)),

        V0a = V0;

    else

        V0b = V0;

    end;

end;
% affichages
figure;plot(-x1,V1-W1,x2,V2-W2);
title('potentiel');xlabel('m');ylabel('V');
figure;plot(-x1,-E1,x2,E2);
title('champ électrique');xlabel('m');ylabel('V/m');
figure;plot(-xb1,n1,xb2,n2);
title('densité d\'électrons');xlabel('m');ylabel('1/m^3');
figure;plot(-xb1,p1,xb2,p2);
title('densité de trous');xlabel('m');ylabel('1/m^3');
figure;plot(-xb1,eV*(p1-p01-n1+n01),xb2,eV*(p2-p02-n2+n02));
title('densité de charge');xlabel('m');ylabel('C/m^3');

```

La fonction MatLab suivante simule le potentiel et le champ électrique

```

function [V,E,n,p] = CalculEquilibre(x,n0,p0,er,V0);
% calcul de l'équilibre électrostatique
%
% x = position depuis l'interface
% n0 = densité d'électrons à potentiel nul
% p0 = densité de trous à potentiel nul
% er = permittivité du matériau
% V0 = potentiel imposé en x=0
%
% V = potentiel calculé
% E = champ électrique calculé
% n = densité d'électrons calculée

```

```

% p = densité de trous calculée
% constantes utilisées
eV = 1.6e-19; % charge de l'électron
Psi = 26e-3; % potentiel d'activation thermique à 300K
e0 = 8.8e-12; % permittivité du vide
alpha = 1e-3; % coefficient de convergence
% barycentres et taille des mailles
xb = (x(1:end-1)+x(2:end))/2;
dx = diff(x);
d = x(end)-x(1);
% initialisation des charges
if (V0>0)

    % champ positif
    if (p0>n0)

        % déplétion de p
        xd = sqrt(2*er*e0*V0/(p0-n0)/eV);
        n = n0*ones(size(xb));
        p = p0*(xb>xd);
        % printf('depletion de p avec V0=%g, p0=%g, n0=%g, xd=%g\n',V0,p0,n0,xd);

    else

        % accumulation de n
        xa = sqrt(er*e0*Psi/(p0+n0)/eV);
        n = n0*(xb>xa)+2*(p0+n0)*V0/Psi*(xb<=xa);
        p = p0*ones(size(xb));
        % printf('accumulation de n avec V0=%g, p0=%g, n0=%g, xa=%g\n',V0,p0,n0,xa);

    end;

else

    % champ negatif
    if (n0>p0)

        % déplétion de n
        xd = sqrt(2*er*e0*V0/(p0-n0)/eV);
        n = n0*(xb>xd);
        p = p0*ones(size(xb));
        % printf('depletion de n avec V0=%g, p0=%g, n0=%g, xd=%g\n',V0,p0,n0,xd);

    else

        % accumulation de p
        xa = sqrt(er*e0*Psi/(p0+n0)/eV);
        n = n0*ones(size(xb));
        p = p0*(xb>xa)-2*(p0+n0)*V0/Psi*(xb<=xa);
        % printf('accumulation de p avec V0=%g, p0=%g, n0=%g, xa=%g\n',V0,p0,n0,xa);

    end;

end;

% pour 30000 itérations
for a = 1:30000;

    % calcul du champ électrique aux nœuds et au centre des mailles
    % on impose qu'il soit nul à l'infini
    E = [0 eV*cumsum((p-p0-n+n0).*dx)/er/e0];
    Eb = (E(1:end-1)+E(2:end))/2;
    % calcul du champ à l'interface pour avoir la bonne différence de potentiel
    E0 = (V0-Eb*dx')/d;

```

```

% calcul du potentiel électrique aux nœuds et au centre des mailles
V = V0-[0 cumsum((E0+Eb).*dx)];
Vb = (V(1:end-1)+V(2:end))/2;
% on en déduit une estimation de la nouvelle distribution de charges
en = n0*exp(+Vb/Psi);
ep = p0*exp(-Vb/Psi);
% ajustement
n = (1-alpha)*n+alpha*en;
p = (1-alpha)*p+alpha*ep;
% convergence
Jc(a) = sum((n-en).^2+(p-ep).^2);

end;
% champ électrique complet
E = E+E0;

```

5.2.2 Potentiel et champ électrique de sensibilité

La fonction MatLab suivante simule le potentiel et le champ de sensibilité

```

function [x,Nu,Xi]=calculNu1(x,n,p)
% [x,Nu,Xi]=calculNu1(x,n,p)
% x = positions dans le matériau
% Nu = potentiel électrique de sensibilité
% Xi = champ électrique de sensibilité
%
% n densité de charges mobiles négatives dans le matériau à l'équilibre électrostatique
% p densité de charges mobiles positives dans le matériau à l'équilibre électrostatique
% constantes générales
Eps = 11.9*8.854e-12;
Psi = 26e-3;
eV = 1.6e-19;
% calcul de 1/lambda^2
L2 = eV*(n+p)/(Eps*Psi);
% initialisation des vecteurs
N = length(x);
dx = diff(x);
xb = (x(1:end-1)+x(2:end))/2;
Xi = -ones(1,N)/Eps;
% boucle d'optimisation
coef = 0.01;
for b = 1:10000,

    % champ au barycentre et potentiel
    % la constante d'intégration se calcule en imposant -1/epsilon à Xi en x=end
    Xib = (Xi(1:end-1)+Xi(2:end))/2;
    Nu = sum(L2.*cumsum(Xib.*dx).*dx)/sum(L2.*dx)-[0,cumsum(Xib.*dx)];
    % calcul de dXi à partir de Nu
    dXiv = -L2.*(Nu(1:end-1)+Nu(2:end))/2;
    % calcul de Xi à partir de dXi
    Xiv = [0 cumsum(dXiv.*dx)]-1/Eps;
    % ajustement
    Xi = (1-coef)*Xi+coef*Xiv;
    % calcul de l'erreur
    err(b) = sum((Xi-Xiv).^2);

end;
% affichage
figure;plot(x,[Xi',Xiv']);title('Xi');
figure;plot(xb,L2);title('L2');

```

```
figure;plot(x,Nu);title('Nu');  
figure;semilogy(err);title('erreur');
```